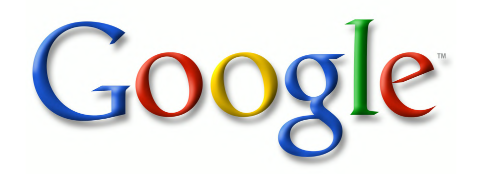
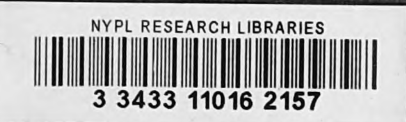






Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol jr.** (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. J. **Zenneck** und Privatdozent Dr. E. **Mauz**

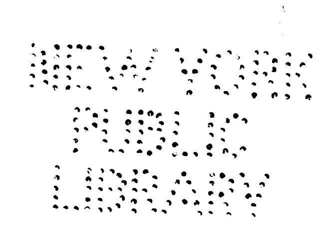
Schriftleitung: Dr. E. Mauz

31

Einunddreißigster Band

mit 405 Figuren im Text und auf 5 Tafeln.





1928

Inhaltsverzeichnis.

A. Originalarbeiten.

Seite

Ardenne, Manfred von, Über Anodengleichrichtung (Mit 1 Figur im Text) 51

Ardenne, Manfred von, Bemerkung zu der Arbeit von E. Döring: „Über den Einfluß hoher ohmscher Anoden-Widerstände auf den Gitterwiderstand von Verstärkerröhren" ds. Jahrbuch **31**, S. 116, 1928 197

Benndorf, H. und **Székely, A.,** Über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen. Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit des Herrn G. J. Elias ds. Jahrbuch **27**, S. 66, 1926 43

Busse, Ernst, Über eine Methode zur Erzeugung von sehr kurzen elektrischen Wellen mittels Hochfrequenzfunken (Mit 9 Figuren im Text) 97

Cords, Otto, Untersuchungen an einem Empfangsgerät für kurze Wellen (Mit 11 Figuren im Text) 1

Dieckmann, Max, Strahlungsdichte und Empfangsfläche (Mit 12 Figuren im Text) 8

Dieckmann, Max, Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Antennen und des Empfangswertes einer Anlage unter Mitbenutzung des Biot-Savartschen Feldes in unmittelbarer Antennennähe (Mit 12 Figuren im Text) 65

Dieckmann, Max, Berichtigung zur Arbeit „Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Antennen" ds. Jahrbuch **31**, S. 65, 1928 152

Doborzynski, Dobislaw, Über Stromverhältnisse in einem induktionslosen Widerstand, der parallel zu einem Schwingungskreis geschaltet ist (Mit 1 Figur im Text) . . . 15

Döring, E., Über den Einfluß hoher ohmscher Anodenwiderstände auf den Gitterwiderstand von Verstärkerröhren (Mit 7 Figuren im Text) 116

Eisner, Franz, Fassbender, Heinrich und **Kurlbaum, Georg,** Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen (Mit 25 Figuren im Text) . . 109 u. 141

Eppen, Ferdinand, Über Beobachtungen regelmäßiger Schwunderscheinungen im Zusammenhang mit Schwankungen der Sendefrequenz bei kurzen Wellen (Mit 2 Figuren im Text) 151

Esau, A. und **Goebler, E.,** Empfangsstörungen durch Elektromotoren und ihre Beseitigung (Mit 13 Figuren im Text) 17

Fassbender, Heinrich, s. Eisner.

Fassbender, Heinrich, Berichtigung zum Aufsatz von H. Fassbender: ‚Laboratorien und Forschungsarbeiten der Funkabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin-Adlershof" ds. Jahrbuch **30**, S. 173, 1927 . 53

Fischer, F. A., Eine neue Methode zur experimentellen Aufnahme der Richtkennlinie einer Antenne (Mit 1 Figur im Text) 121

Forstmann, Albrecht, Über unverzerrte Leistungsabgabe durch Elektronenröhren (Mit 4 Figuren im Text) . . 45

Goebeler, Eberhardt, Empfangsstörungen durch Hochfrequenzheilgeräte und ihre Beseitigung (Mit 7 Figuren im Text) 20

Goebeler, Eberhard, s. Esau.

Jakowleff, A. J., Analyse einer elektrischen Schaltung für das Kondensatormikrophon (Mit 1 Figur im Text) . . 85

Kafka, Heinrich, Zur Niederfrequenzverstärkung mit Drosselspulenkopplung (Mit 4 Figuren im Text) 87

Krüger, K. und **Plendl, H.,** Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen: Versuche zwischen Berlin und Madrid (Mit 7 Figuren im Text) 169

Kurlbaum, Georg, s. Eisner.

Lange, Herbert, Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen (Mit 29 Figuren im Text) . . 105, 133 u. 191

Mögel, Hans, Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre (Mit 54 Figuren im Text und auf 5 Tafeln) . . . . 33 u. 72

Plendl, H., s. Krüger.

Ristow, A., Die Fernbedienung von Funkempfangsanlagen unter Verwendung der zur Fernleitung der Tonfrequenzen dienenden Doppelleitung (Mit 2 Figuren im Text) . . 52

Székely, A., s. Benndorf.

Tellegen, B. D. H., Endverstärkerprobleme (Mit 12 Figuren im Text) 183

Wechsung, Hans, Röhrengenerator großer Leistung für sehr kurze elektrische Wellen (Mit 17 Figuren im Text) . . 176

B. Zusammenfassender Bericht.

Ardenne, Manfred von, und **Stoff, Wolfgang,** Über die Kompensation der schädlichen Kapazitäten und ihrer Rückwirkungen bei Elektronenröhren (Mit 16 Figuren im Text) . . . . 122 u. 152

C. Referate.

Seite

Appleton, E. V. und **Ratcliffe, J. A.** (Zenneck), Die Natur der Schwankungen in der drahtlosen Telegraphie (Mit 13 Figuren im Text) 157

Austin, L. W. (Zenneck), Messungen mit langen Wellen am B. o. St. während des Jahres 1926 und Vergleich der Erscheinungen auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie mit der Sonnentätigkeit (Mit 3 Figuren im Text) 58

Austin, L. W. (Zenneck), Atmosphärische Störungen und Sonnentätigkeit (Mit 1 Figur im Text) 92

Bareiss, M. (Espe), Kleingleichrichter für Rundfunkzwecke (Mit 6 Figuren im Text) 161

Barfield, R. H., s. Smith-Rose.

Boddie, C. A. (Zenneck), Hochfrequenz-Telephonie längs Kraftleitungen (Mit 2 Figuren im Text) 26

Breit, G. (Zenneck), Die Möglichkeit einer Beziehung zwischen den Schwunderscheinungen und geringen Schwankungen des magnetischen Erdfeldes 57

Coga, J. (Zenneck), Ein neuer Frequenz-Transformator oder Frequenzwandler (Mit 1 Figur im Text) . . . 129

Forbes, H. C. (Zenneck), Drahtlose Zugtelephonie . . . 58

Gabriel, F. (Gabriel), Ein Röhrengenerator für Tonfrequenzen zum Laboratoriums-Gebrauch (Mit 4 Figuren im Text) 54

Gabriel, F. (Gabriel), Ein Röhrengenerator zur Erzeugung von modulierter Hochfrequenz für Laboratoriumszwecke (Mit 3 Figuren im Text) 55

Grover, F. W. (Zenneck), Formeln für die Berechnung der Kapazität von Antennen 57

Seite

Grützmacher, M. (Grützmacher), Eine neue Methode der Klanganalyse (Mit 3 Figuren im Text) 197
Gunn, R. (Zenneck), Das Torusolenoid, eine verbesserte Spulenform (Mit 1 Figur im Text) 129
Harris, S. (Zenneck), Messung der Hochfrequenzverstärkung (Mit 1 Figur im Text) 56
Hund, A. (Zenneck), Piezo-elektrischer Generator mit geringer Rückwirkung (Mit 2 Figuren im Text) . . . 129
Kincaid, E. H. (Zenneck), Zwei verschiedene Beispiele für die Beeinflussung des Empfanges durch meteorologische Bedingungen 58
Pession, G. (Hirsch), Betrachtungen über die Fortpflanzung von elektromagnetischen Wellen (Mit 5 Figuren im Text) 23
Ratcliffe, J. A., s. Appleton.
Roberts, W. van B. (Zenneck), Bemerkung über den Empfang mit Gitterkondensator und Ableitungswiderstand (Mit 1 Figur im Text) 198
Schuchmann, H. (Espe), Die Anwendung der Quecksilberdampfröhre als Schaltorgan (Mit 3 Figuren im Text) . 91
Smith, V. G. (Zenneck), Mathematische Studie über Hochfrequenzverstärkung (Mit 2 Figuren im Text) . . . 198
Smith-Rose, R. L. und **Barfield, R. H.** (Zenneck), Fortsetzung der Messungen über die Wellen, die von der oberen Atmosphäre zurückkommen 27
Statz, W. (Espe), Die technische Herstellung von Oxydkathoden 91
Taylor, A. H. (Zenneck), Änderungen in der Reichweite von Bodenwellen hoher Frequenz 57

D. Patentschau.

Lübben, Carl, Patentschau (Mit 107 Figuren im Text) . . . . 27, 59, 92, 130, 162 u. 199

E. Bücher.

Eingegangene Bücher . . . . 31, 64 u. 167

Bücherbesprechungen:

Seite

David, Pierre (Backhaus), Les Filtres Electriques. Théorie, Construction, Applications 168
Eichhorn, Gustav (v. Auwers), Wetterfunk, Bildfunk, Television (Drahtloses Fernsehen) 167
Gabriel, Fritz (Mauz), Netzanschlußgeräte für Wechselstrom-Lichtnetze. Deutsche Radio-Bücherei, Band 2 . 32
Groszkowski, J. (Zenneck), Les lampes a plusieurs électrodes et leurs applications en radiotechnique . . . 168
Hartmann, Ludwig (Zenneck), Aus Georg Siemon Ohms handschriftlichem Nachlaß (Briefe, Urkunden und Dokumente) 204
Kafka, Heinrich (Mauz), Die ebene Vektorrechnung und ihre Anwendungen in der Wechselstromtechnik 32
Korn, Arthur (v. Auwers), Bildtelegraphie, Sammlung Göschen Bd. 873 167
Long, S. H. (Pungs), Navigational Wireless 204
Meldau, H. (Mauz), Technische Navigation und Meteorologie 32
Mihály, Dénes von (v. Auwers), Das elektrische Fernsehen und das Telehor 168
Mosler, Hugo und **Leithäuser, Gustav** (Mauz), Einführung in die moderne Radiotechnik und ihre praktische Anwendung 32
Moullin, E. B. (Zenneck), The Theorie and Practice of Radio Frequenz Measurements 64
Nesper, Eugen (Lübben), Eine Anleitung für den Bau und Gebrauch von Netzanschlußgeräten. Franckhs „Radio für Alle" . . . . 64 u. 203
Nesper, Eugen (Lübben), Lichtnetzempfänger . . . 64 u. 203

Sachregister.

Seite

Akustik: Eine neue Methode der Klanganalyse 197
Antenne. Eine neue Methode zur experimentellen Aufnahme der Richtkennlinie einer — 121
Antennen. Formeln für die Berechnung der Kapazität von — 57
Antennen Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von — und des Empfangswertes einer Anlage unter Mitbenutzung des Biot-Savartschen Feldes in unmittelbarer Antennennähe 65
Anodengleichrichtung. Über — 51
Atmosphäre Fortsetzung der Messungen über Wellen, die von der oberen — zurückkommen 27
Atmosphärische Störungen und Sonnentätigkeit 92
Atmosphärische Störungen: Messungen mit langen Wellen am B. o. St. während des Jahres 1926 und Vergleiche der Erscheinungen auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie mit der Sonnentätigkeit 58
Atmosphärische Störungen: Zwei verschiedene Beispiele für die Beeinflussung des Empfangs durch meteorologische Bedingungen 58
Atmosphärische Störungen: Die Natur der Schwankungen in der drahtlosen Telegraphie 157
Ausbreitung von Wellen: Fortsetzung der Messungen über Wellen, die von der oberen Atmosphäre zurückkommen 27
Ausbreitung von Wellen: Änderung in der Reichweite von Bodenwellen hoher Frequenz 57
Ausbreitung von Wellen: Die Möglichkeit einer Beziehung zwischen den Schwunderscheinungen und geringen Schwankungen des magnetischen Erdfeldes 57
Bildübertragung Drahtlose — 56
Elektronenröhren: Die technische Herstellung von Oxydkathoden 91
Elektronenröhren: Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen . . . . 105, 133 u. 191
Elektronenröhren: Über die Kompensation der schädlichen Kapazitäten und ihre Rückwirkungen bei — . . . 122 u. 152
Elektronenröhren-Empfänger: Über Anodengleichrichtung . 51
Elektronenröhren-Empfänger: Bemerkung über den Empfang mit Gitterkondensator und Ableitungswiderstand . . 198
Elektronenröhren-Generator: Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre . . . . 33 u. 72
Elektronenröhren-Generator: Ein Röhrengenerator für Tonfrequenzen zum Laboratoriums-Gebrauch 54
Elektronenröhren-Generator: Ein Röhrengenerator zur Erzeugung von modulierter Hochfrequenz für Laboratoriumszwecke 55
Elektronenröhren-Generator: Piezo-elektrischer Generator mit geringer Rückwirkung 129
Elektronenröhren-Generator: Röhrengenerator großer Leistung für sehr kurze elektrische Wellen 176

Seite

Elektronenröhren-Verstärker: Über unverzerrte Leistungsabgabe durch Elektronenröhren 45
Elektronenröhren-Verstärker: Zur Niederfrequenzverstärkung mit Drosselspulenkopplung 87
Elektronenröhren-Verstärker: Über den Einfluß hoher ohmscher Anodenwiderstände auf den Gitterwiderstand von Verstärkerröhren . . . . 116 u. 197
Elektronenröhren-Verstärker: Endverstärkerprobleme . . 183
Empfänger, siehe auch unter Elektronenröhren-Empfänger.
Empfang Bemerkungen über den — mit Gitterkondensator und Ableitungswiderstand 198
Empfangs Zwei verschiedene Beispiele für die Beeinflussung des — durch meteorologische Bedingungen 58
Empfangsanlagen: Die Fernbedienung von Funk — unter Verwendung der zur Fernleitung der Tonfrequenzen dienenden Doppelleitung 52
Empfangsfläche. Strahlungsdichte und — 8
Empfangsgerät Untersuchungen an einem — für kurze Wellen . . . . 1 u. 39
Empfangsstörungen durch Elektromotoren und ihre Beseitigung 17
Empfangsstörungen durch Hochfrequenzheilgeräte und ihre Beseitigung 20
Empfangswertes Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Antennen und des — einer Anlage unter Mitbenutzung des Biot-Savartschen Feldes in unmittelbarer Antennennähe 65
Endverstärkerprobleme 183
Fernbedienung Die — von Funkempfangsanlagen unter Verwendung der zur Fernleitung der Tonfrequenzen dienenden Doppelleitung 52
Flugzeug- Leistungs- und Strahlungsmessungen an — und Bodenstationen . . . . 109 u. 141
Flugzeugen. Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit — 169
Fortpflanzung Betrachtung über die — von elektromagnetischen Wellen 23
Fortpflanzung Über die — elektromagnetischer Wellen . . 43
Fortpflanzung von Wellen, siehe auch unter Ausbreitung.
Frequenzwandler. Ein neuer Frequenz-Transformator oder — 129
Gleichrichter Metallischer — der Westinghouse Brake and Saxby Signal Co. 56
Gleichrichter Klein- — für Rundfunkzwecke 161
Hochfrequenz-Telephonie längs Kraftleitungen 26
Hochfrequenzverstärkung. Messung der — 56
Hochfrequenzverstärkung. Mathematische Studie über — 198
Kapazität von Antennen. Formeln über die Berechnung der — 57
Kapazitäten Über die Kompensation der schädlichen — und ihrer Rückwirkungen bei Elektronenröhren . . 122 u. 152
Klanganalyse. Eine neue Methode der — 197
Kompensation Über die — der schädlichen Kapazitäten und ihrer Rückwirkungen bei Elektronenröhren . . 122 u. 152
Kondensatormikrophon, Analyse einer elektrischen Schaltung für das — 85
kurze Wellen. Untersuchung an einem Empfangsgerät für — — . . . . 1 u. 39
Kurze Wellen: Erfolgreicher Probebetrieb der drahtlosen Spiegelstation für den Indien-Betrieb 27
kurzen Wellen. Über Beobachtungen regelmäßiger Schwunderscheinungen im Zusammenhang mit Schwankungen der Sendefrequenz bei — — 151
kurzen Wellen Zur Anwendung der — — im Verkehr mit Flugzeugen: Verkehr zwischen Berlin und Madrid . . 169
kurzen elektrischen Wellen Über eine Methode zur Erzeugung von sehr — — mittels Hochfrequenzfunken . 97
kurze elektrische Wellen. Röhrengenerator großer Leistung für sehr — — — 176
Leistungsabgabe Über unverzerrte — durch Elektronenröhren 45
Magnetischen Erdfeldes. Die Möglichkeit einer Beziehung zwischen den Schwunderscheinungen und geringen Schwankungen des — 57
Messung der Hochfrequenzverstärkung 56
Messung Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die — der Voltaspannungen 105, 133 u. 191
Messungen mit langen Wellen am B. o. St. während des Jahres 1926 und Vergleich der Erscheinungen auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie mit der Sonnentätigkeit 58
Messungen Leistungs- und Strahlungs- — an Flugzeug- und Bodenstationen . . . . 109 u. 141
Meteorologische Bedingungen. Zwei verschiedene Beispiele für die Beeinflussung des Empfangs durch — 58
Modulierter Hochfrequenz Ein Röhrengenerator zur Erzeugung von — für Laboratoriumszwecke 55
Niederfrequenzverstärkung Zur — mit Drosselspulenkopplung 87
Oxydkathoden. Die technische Herstellung von — . . . 91
Piezo-elektrischer Generator mit geringer Rückwirkung . 129
Quecksilberdampfröhre Die Anwendung der — als Schaltorgan 91
Reichweite Änderung in der — von Bodenwellen hoher Frequenz 57
Richtkennlinie Eine neue Methode zur experimentellen Aufnahme der — einer Antenne 121
Rundfunkzwecke. Kleingleichrichter für — 161
Schaltorgan. Die Anwendung der Quecksilberdampfröhre als — 91
Schwankungen Die Natur der — in der drahtlosen Telegraphie 157
Schwingungskreis Über Stromverhältnisse in einem induktionslosen Widerstand, der parallel zu einem — geschaltet ist 15
Schwingungen Über die gleichzeitige Erregung zweier — in einer Dreielektrodenröhre . . . . 33 u. 72
Schwingungserzeugung: Über eine Methode zur Erzeugung von sehr kurzen elektrischen Wellen mittels Hochfrequenzfunken 97
Schwingungserzeugung siehe auch unter Elektronenröhren-Generator.
Schwunderscheinungen Die Möglichkeit einer Beziehung zwischen den — und geringen Schwankungen des magnetischen Erdfeldes 57
Schwunderscheinungen Über Beobachtungen regelmäßiger — im Zusammenhang mit Schwankungen der Sendefrequenz bei kurzen Wellen 151
Sender siehe unter Elektronenröhren-Generator.
Sonnentätigkeit. Messungen mit langen Wellen am B. o. St. während des Jahres 1926 und Vergleich der Erscheinungen auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie mit der — 58
Sonnentätigkeit. Atmosphärische Störungen und — . . . 92
Spiegelstation Erfolgreicher Probebetrieb der drahtlosen — für den Indien-Betrieb 27
Spulenform. Das Torusolenoid, eine verbesserte — . . . 129
Stationen. Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Boden- — . . . . 109 u. 141
Strahlungsdichte und Empfangsfläche 8
Strahlungsmessungen Leistungs- und — an Flugzeug- und Bodenstationen . . . . 109 u. 141
Stromverteilung Die — in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen 105, 133 u. 191
Telephonie. Drahtlose Zug- — 58
Tonfrequenzen Ein Röhrengenerator für — zum Laboratoriums-Gebrauch 54
Torusolenoid Das —, eine verbesserte Spulenform . . . 129
Verstärkerröhren. Über den Einfluß hoher ohmscher Anodenwiderstände auf den Gitterwiderstand von — . 116 u. 197
Verstärkung Mathematische Studie über Hochfrequenz- — 198
Verstärkung siehe auch unter Elektronenröhren-Verstärker.
Voltaspannungen. Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der — 105, 133 u. 191
Wellenausbreitung siehe unter Ausbreitung.
Zugtelephonie. Drahtlose — 58

Großdruckerei Paul Dünnhaupt, Köthen i. Anh.

Band 31 | Januar 1928 | Heft 1



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1928

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15—. Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.





Band 31 Januar 1928 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

Otto Cords: Untersuchungen an einem Empfangsgerät für kurze Wellen. (Mit 8 Figuren im Text) . . . 1
Max Dieckmann: Strahlungsdichte und Empfangsfläche. (Mit 12 Figuren im Text). . . . 8
Dobieslaw Doborzynski: Über Stromverhältnisse in einem induktionsfreien Widerstand, der parallel zu einem Schwingungskreis geschaltet ist. 15
A. Esau und E. Goebeler: Empfangsstörungen durch Elektromotore und ihre Beseitigung. (Mit 13 Figuren im Text) . . . 17
Eberhard Goebeler: Empfangsstörungen durch Hochfrequenzheilgeräte und ihre Beseitigung. (Mit 7 Figuren im Text). . . . 20

Referate

G. Pession (R. Hirsch): Betrachtungen über die Fortpflanzung von elektromagnetischen Wellen. (Mit 5 Figuren im Text) . . . 23
C. A. Boddie (J. Zenneck): Hochfrequenz-Telephonie längs Kraftleitungen. (Mit 2 Figuren im Text) . . . 26
(J. Zenneck): Erfolgreicher Probebetrieb der drahtlosen Spiegelstation für den Indien-Betrieb. . . . 27
R. L. Smith-Rose und R. H. Barfield (J. Zenneck): Fortsetzung der Messungen über Wellen, die von der oberen Atmosphäre zurückkommen. . 27
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 14 Figuren im Text) . . . 27
Bücher: Eingegangene . . . 31
Bücherbesprechungen: . . . 32

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Untersuchungen an einem Empfangsgerät für kurze Wellen.

(3—6 m Wellenlänge.)

Von Otto Cords, Jena.

(Gekürzte Jenaische Dissertation.)*)

Inhaltsübersicht.

I. Das Schwingaudion für sehr kurze Wellen
  1. Schaltung
  2. Praktischer Aufbau des Empfängers
II. Die Schwingungsvorgänge und ihre Bedingungen
  1. Feststellung und Messung der Schwingungen
  2. Schwingungsanalyse
  3. Schwingungsdiagramme
  4. Schwingfähigkeit und Röhrenkreis
  5. Spannungsverhältnisse — Statische Kennlinien
  6. Röhrenfragen
III. Der Empfang kurzer Wellen
  A. Empfangsmethoden
    1. Allgemeine Empfangsmethoden
    2. Geeignete Empfangsmethoden für sehr kurze Wellen
    3. Hilfsvorrichtung zum Empfang
    4. Empfangsregistrierung
  B. Empfangsmessungen
    1. Empfang in großer Nähe des Senders — Empfangsdiagramme
    2. Empfang in größerer Entfernung
      a) Allgemeines
      b) Empfangsantenne

Die Notwendigkeit, die ständig wachsende Zahl der drahtlosen Sendestationen unterzubringen, sowie auch Gründe der Wirtschaftlichkeit führten von etwa 1925 an zu einer gesteigerten technischen Verwendung kurzer Wellen bis zu Wellenlängen von 15—20 m herab. Dabei konnten sehr interessante Feststellungen bezüglich der Reichweiten, Störungsempfindlichkeit und Richtwirkungseffekte gemacht werden, die eine Ueberlegenheit der kurzen Wellen in vieler Hinsicht zu versprechen scheinen[1]).

Die Ueberlegung, daß bei weiter verringerter Betriebswellenlänge die gefundenen Erscheinungen noch klarer hervortreten müßten, ließen den Wunsch aufkommen, extrem kurze Wellen von nur einigen Metern Wellenlänge zu verwenden, und bei ihnen die zur Erzielung von Richtwirkungen notwendigen Spiegel- und Antennengebilde zur Anwendung zu bringen, die hier praktisch herstellbare Größenordnungen annehmen.

Besonders in Amerika arbeitete man bei der Erzeugung solcher kurzen Wellen vielfach mit Einrohrschaltungen, wie sie den hier benutzten Empfängern und Sendern zugrunde liegen. Die erste Voraussetzung für erfolgreiche Kurzwellenversuche, das Vorhandensein eines konstant arbeitenden Senders mit ausreichender Energie, war bereits 1925 vor Beginn dieser Arbeit erreicht, als es gelang, im Dipol Strom-

*) Die ausführliche Arbeit ist im Universitätsverlag R. Noske, Borna Bez. Leipzig, erschienen.

1) Vgl. A. Esau, Eigentümlichkeiten und Anwendungsmöglichkeiten kurzer elektrischer Wellen. E. N. T. 2, S. 3, 1925. Heft 1.

stärken bis zu 3 Amp. zu erzielen[2]). Hand in Hand mit einer praktischen und theoretischen Durcharbeitung des Senders mußte die Entwicklung und Untersuchung eines empfindlichen Empfangsgerätes gehen, eine Aufgabe, mit der sich auf Veranlassung von Herrn Prof. Esau die vorliegende Arbeit beschäftigt.

I. Das Schwingaudion für sehr kurze Wellen.

Bei einem Empfänger steigt mit abnehmender Wellenlänge die Schwierigkeit, die zu einer empfindlichen Empfangsmethode unbedingt erforderliche Schwingfähigkeit zu erzielen. Man geht deshalb zweckmäßig von einer Senderschaltung aus und sucht durch vorsichtige Einfügung der für den Empfang notwendigen Schaltelemente bei erhaltener Schwingfähigkeit eine genügende Empfangsempfindlichkeit zu erreichen.

Da eine besondere Hochfrequenzverstärkung bei sehr kurzen Wellen aussichtslos erscheint, kommt hier, weil von Gegentaktschaltungen abgesehen werden soll, nur eine Schwingaudionschaltung mit einer Röhre in Frage, hinter der zwecks Erzielung einer großen Empfangslautstärke noch eine Niederfrequenzverstärkung geschaltet wurde.

1. Schaltung.

Aehnlich wie bei den entsprechenden Senderversuchen stellte sich bei Empfangsversuchen für Wellenlängen von wenigen Metern heraus, daß bei Schaltungen mit einer der üblichen Schwingaudionschaltungen, die beispielsweise einen induktiv mit dem Gitterkreis gekoppelten Schwingungskreis besitzt, keine Resultate erzielt werden konnten, da bei solcher Zweikreisschaltung die Hochfrequenz führenden Teile für die gewünschte Wellenlänge nicht kurz genug gehalten werden können. Die hier beschriebenen Untersuchungen benutzen deshalb eine Einkreisschaltung, die Gitter- und Anodenkreis in einem Schwingungskreis vereinigt.

Eine solche Schaltung wurde u. a. von E. H. Robinson[3]) als sogenannte Hartley- oder Spannungsteilerschaltung beschrieben. Es handelt sich dabei um eine Dreipunktschaltung, wie sie bei Röhrensendern schon lange üblich ist. Daß diese einfache Schaltung bei Empfängern nicht bei längeren Wellen im Gebrauch ist, liegt daran, daß die erforderliche stetige Veränderung der Rückkopplung nur schwer durchführbar ist. Wie später gezeigt werden wird, besteht diese Schwierigkeit bei kurzen Wellen nicht. Im Gegenteil läßt sich hier die Rückkopplung gut einstellen und, was für die Aufnahme von Diagrammen wichtig ist, leicht in relativen Zahlenwerten ausdrücken.

Die zur Anwendung kommende Schwingaudionschaltung geht aus Fig. 1 hervor. Der Schwingungskreis besteht aus der Selbstinduktion L und der veränderlichen Kapazität C_{Kr} und liegt zwischen Anode und Gitter der Glühkathodenröhre. In der Gitterzuleitung liegen die typischen Audionbestandteile, der Gitterwiderstand R_g mit parallel geschaltetem Gitterkondensator C_g. Dieser Gitterkondensator dient dazu, die Anodengleichspannung E_a vom Gitter fernzuhalten und ist so dimensioniert, daß ihn die hochfrequenten Gitterladeströme passieren können. Das Gleichstrominstrument J gestattet, den Mittelwert des Emissionsstroms J_e zu messen.

Man erkennt, daß es sich um eine induktive Spannungsteilerschaltung handelt. Die Stellung des Abgreifpunktes a, der die Gesamtselbstinduktion in zwei Teile teilt, bestimmt den Grad der Rückkopplung. Nach der Barkhausenschen Definition kann dann ein relativer Rückkopplungsfaktor hier in genügender Annäherung als das Verhältnis der Spannungsabfälle an den Hochfrequenzwiderständen zwischen Gitter-Abgreifpunkt und Anode-Abgreifpunkt definiert werden, also gleich dem Verhältnis der beiden durch den Punkt a geteilten Abschnitte der Selbstinduktion L.

In dem vorliegenden Falle handelt es sich um einen Schwingungskreis für eine Wellenlänge λ von etwa 3 bis 4 m. Die daraus sich ergebende sehr kleine Induktivität besteht aus einer Spule mit nur einer Windung von ungefähr 12 cm Durchmesser. Das bei einer Dreipunktschaltung sonst schwierige Problem der stetigen Veränderung der Rückkopplung ist hier dadurch auf einfachste Art gelöst, daß ein Kontakt auf dieser in einer Ebene liegenden Windung schleift. Der Rückkopplungsfaktor errechnet sich dann in einer für Vergleichsmessungen ausreichenden Genauigkeit als das Verhältnis der durch den Kontakt abgeteilten Windungslängen.

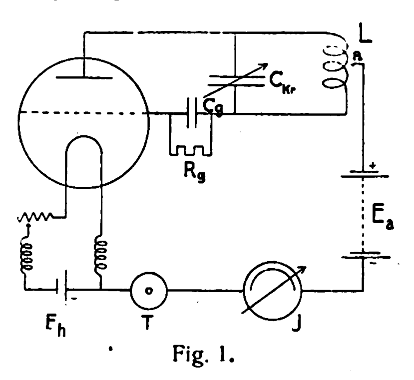


Fig. 1.

Für die Angabe eines genaueren Rückkopplungsfaktors müßten die Spannungsabfälle an den Verbindungen des Schwingungskreises zur Röhre berücksichtigt werden. Zudem wird es sich später zeigen, daß es auf die Dimensionierung dieser Verbindungen im Interesse der Größe des Schwingbereiches des Empfängers sehr ankommt. Diese Verbindungen lassen sich als Teile eines besonderen Kreises auffassen, der aus den Zuleitungen als Selbstinduktionen, der Anoden-Gitterkapazität und dem Gitterkondensator als Kapazitäten gebildet wird und hier Röhrenkreis genannt wird.

Für Vergleichsmessungen, bei denen an diesem Röhrenkreis nichts geändert wird, ist es zulässig, einen relativen Rückkopplungsfaktor ohne Berücksichtigung des Röhrenkreises anzugeben.

2. Praktischer Aufbau des Empfängers.

Gegenüber einem Empfänger für längere Wellen ist bei der Konstruktion und Ausführung des Kurzwellenempfängers auf folgende Gesichtspunkte besonders geachtet worden. Die verteilten Kapazitäten werden durch die Art der Leitungsführung und durch Vermeidung von Isoliermaterialien mit hohen Dielektrizitätskonstanten möglichst herabgesetzt. Deshalb dient meist Luft als Isolator, wodurch eine kräftig dimensionierte, freitragende Konstruktion der Spulen und Zuleitungen erforderlich wurde.

Sämtliche verstellbaren Schaltelemente, wie der Kreiskondensator und der die Rückkopplung regelnde Abgreifer, werden durch stark untersetzte Triebvorrichtungen bewegt, um eine sichere Feineinstellung auf das Empfangsmaximum zu ermöglichen. Außerdem müssen die Handgriffe an langen Achsen sitzen, damit die Einwirkung der Körperkapazität des den Apparat Bedienenden herabgesetzt wird.

Die Empfangsapparatur ist in einem Holzkasten untergebracht, von dem aber der eigentliche Empfänger den kleinsten Teil einnimmt. Den größten Teil des Kastens, der

[2]) A. Esau, E. T. Z. **46**, S. 1869, 1925. Heft 50.
[3]) E. H. Robinson, Experimental wireless. Dezember 1924.

durch eine Zwischenwand abgeteilt ist, durchlaufen die langen Drehachsen zur Bedienung des Empfängers. Den elektrischen Teil des Empfängers zeigt Fig. 2. Die Kreisselbstinduktion L besteht aus einem kreisförmig gebogenen Kupferband von der Stärke 10×1 mm bei einem Kreisdurchmesser von etwa 120 mm. Durch den Mittelpunkt des durch die Spule gebildeten Kreises geht eine Achse, die an ihrem Ende einen Kontaktarm K trägt, der mit seinem Ende auf der Spule schleift und damit die Regulierung der Rückkopplung bewirkt. In der Mitte ist der Abgreifer durch eine Blattfeder abgefedert. Da eine geräuschlose Kontaktverstellung verlangt wird, wird zunächst die Kupferbandkante sorgfältig geglättet und weiter der Abgreifer mit einem Kontaktstück aus Bogenlampenkohle versehen.

Der Kreiskondensator an den beiden Spulenden C_{Kr} ist als Drehkondensator mit einer festen und einer beweglichen

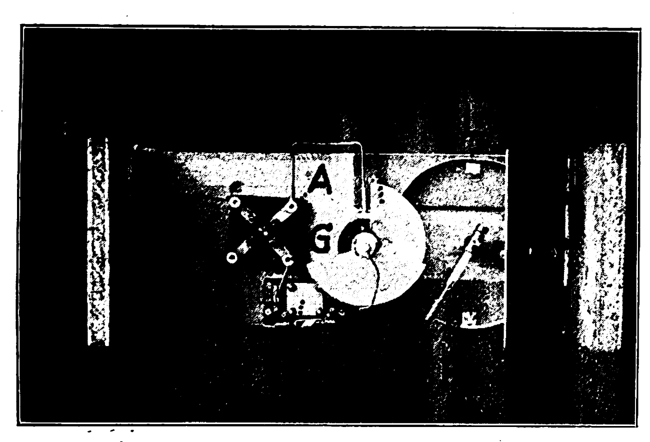


Fig. 2.

Platte ausgeführt. Der Durchmesser beträgt 80 mm. Die bewegliche Platte, die auf einer in einem kräftigen Isolierstück lang gelagerten Drehachse sitzt, ist aus Stabilitätsgründen aus dem Vollen gedreht. Der Plattenabstand beträgt normalerweise 1 mm. Die Stromzuführung zur beweglichen Kondensatorplatte geschieht durch eine kräftige Litze, die an einem über dem Ende der Kondensatorachse endenden Drahtbügel befestigt ist.

Aus der Plattenform läßt sich nur im Bereich von 30° bis 150° ein linearer Anstieg der Kapazität erwarten, wie er sich auch aus Messungen nach einem Verfahren von Pungs und Preuner[4]) ergab. Der Bereich des Kreiskondensators liegt zwischen 6 und 20 cm.

Die beiden Klemmen des Kreiskondensators führen einerseits an die Enden der Kreisspule, andererseits einmal zu der Anodenklemme A der Röhre und über den als Gitterkondensator verwendeten Glimmerblockkondensator von 200 cm Kapazität, der durch einen sorgfältig isoliert montierten Präzisionswiderstand R_g System Loewe, überbrückt ist, zur Gitterklemme G der Röhre.

Als Verbindung Anode—Kreiskondensator können Einsatzstücke S verschiedener Länge verwendet werden, die teilweise als Spulen mit mehreren Windungen ausgeführt wurden. Damit wird eine weitgehende Veränderung des Wellenbereiches bei derselben Kreisspule erreicht. (In einer Ausführung für ein λ von 3—6 m.)

Zum Zwecke einer noch zu behandelnden Dämpfungsvergrößerung des Schwingungskreises und gleichzeitiger Feineinstellung des Empfängers dient eine in Scharnieren bewegliche Metallplatte M, die sich mittels einer Vorrichtung an der Seite des Kastens fein verstellbar über die Spule klappen läßt.

II. Die Schwingungsvorgänge und ihre Bedingungen.

1. Feststellung und Messung der Schwingungen.

Die für eine Schwingaudionwirkung erforderlichen Lokalschwingungen setzen beim Empfang von kurzen Wellen mit der oben gebrachten Schaltung nur unter ganz bestimmten von den normalen abweichenden Bedingungen ein. So ist besonders, abgesehen von der Notwendigkeit der Verwendung ganz bestimmter Röhrentypen, eine abnorm hohe Anodenspannung notwendig.

Um die Ursachen dieses eigenartigen Verhaltens aufzuklären, wurden die Schwingungsvorgänge bei Aenderungen der Schaltelemente und Betriebsspannungen untersucht, deren Ergebnisse im folgenden gebracht werden. Zunächst mußte nach einer Methode gesucht werden, einmal das Vorhandensein überhaupt und weiter, wenigstens angenähert, die Größe der Schwingungen durch eine objektive Messung festzustellen. Dazu wurde eine schon bei H. G. Möller,[5]) Lübben u. a. erwähnte Beobachtung benutzt, nach der der Ausschlag eines in den Anodenkreis eines Schwingaudions geschalteten Gleichstrom-Meßinstrumentes beim Einsetzen von Schwingungen zurückgeht. Die Aenderung des Anodenstroms erfolgt auf Grund einer Gitterspannungsänderung infolge des Audioneffektes.

Durch hier nicht näher ausgeführte theoretische Ueberlegungen gelangt man zu einer Gleichung, nach der Proportionalität zwischen dem Quadrat der am Gitter herrschenden Wechselspannungsamplitude und der Abnahme des mittleren Anodenstroms besteht. Allerdings gilt diese Proportionalität nur für kleine Amplituden, wie auch aus den Beobachtungen hervorgeht.

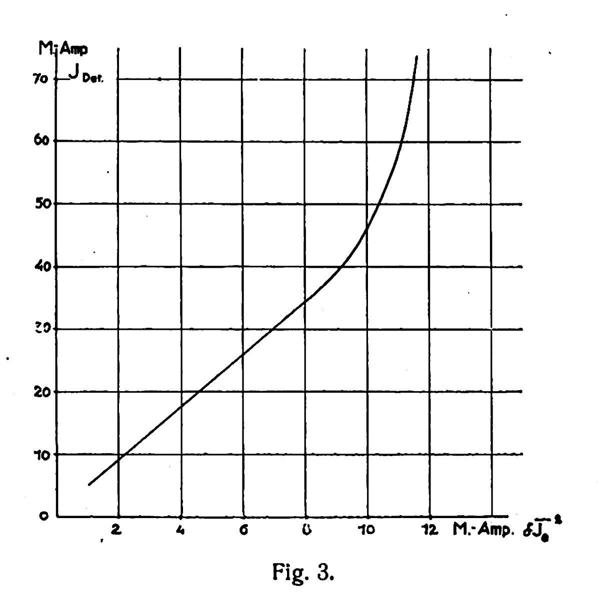


Fig. 3.

Dazu wurde eine Vergleichsmessung zwischen der Abnahme des mittleren Anodenstroms, im vorliegenden Falle genauer des mittleren Emissionsstroms gleich Anoden- + Gitterstrom, und dem Detektorstrom in einem mit dem schwingenden Kreis gekoppelten aperiodischen Kreis gemacht. Bei stets gleich gehaltener Kopplung beider Kreise wurde die Schwingungskreisamplitude durch Veränderung der Rückkopplung geändert. Für jeden Amplitudenwert wurden gleichzeitig die Abnahme des mittleren Emissions-

[4]) L. Pungs und G. Preuner, Physikal. Ztschr. 20, S. 543, 1919.

[5]) Möller, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 27, S. 256, 1921.

stromes und der Detektorstrom aufgenommen. Dabei stellte sich heraus, daß die Detektorströme zunächst etwa dem Quadrat der Emissionsstromabnahme proportional sind, wie aus der Kurve der Fig. 3 hervorgeht. Nur bei großen Amplituden wurde die Aenderung von δJ_e allmählich kleiner und schließlich Null.

2. Schwingungsanalyse.

Für eine bestimmte Schwingungskreiseinstellung gibt es eine optimale Rückkopplung, bei der die größte Schwingungsamplitude auftritt. Bei festerer und loserer Rückkopplung verkleinert sich die Amplitude, bis bei zwei Grenzrückkopplungen die Schwingungen abreißen. Im Meßinstrument zeigt sich dann eine ruckweise Verminderung des aperiodischen Ruhestroms bzw. ein Zurückspringen auf den ursprünglichen Wert.

Die Feststellung, daß die Grenzrückkopplung, je nachdem man von festerer oder loserer Rückkopplung ausging, ver-

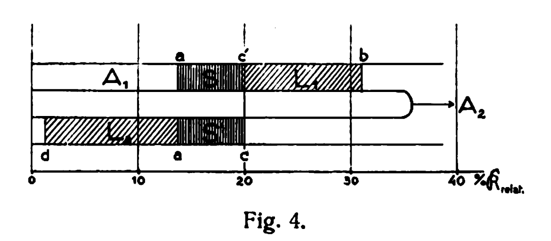


Fig. 4.

schieden lagen bei sonst gleich gebliebenen Bedingungen, führten zu einer Schwingungsanalyse, durch die in Abhängigkeit von der aus der Abgreiferstellung errechneten relativen Rückkopplung stabile und labile Schwingungsgebiete und aperiodische Gebiete unterschieden werden können. Dies geht aus der Fig. 4 hervor, in der als Abszisse die den betreffenden Abgreiferstellungen entsprechenden Rückkopplungsfaktoren aufgetragen sind. Bei einer Bewegung des Abgreifers vom Spulenende, das dem Wert 0 entspricht, bis zu dem Punkt, der dem Wert a entspricht, können keine Schwingungen einsetzen, da die Rückkopplung zu gering ist (Gebiet A_1). Zwischen a und c' bestehen kräftige Schwingungen, die durch die Abnahme des Emissionsstromes nachweisbar sind. Und zwar handelt es sich um stabile Schwingungen (Gebiet S), d. h. Schwingungen, die durch irgendwelche Umstände, z. B. Kurzschließen des Kreiskondensators zeitweilig unterbrochen, sofort nach Beseitigung der Störung von selbst wieder einsetzen. Ueber die Rückkopplung c' hinaus setzen aber die Schwingungen nicht wieder ein. Man befindet sich hier in einem mit L_1 bezeichneten Gebiet labiler Schwingungen. An diese Gebiete schließt sich ein aperiodisches (A_2) an, in dem auch eine beliebig festere Rückkopplung niemals wieder zu Schwingungen führt. Bei einer Verkleinerung der Rückkopplung, also bei einer entgegengesetzten Bewegung des Abgreifers, wird bei c wieder das Gebiet stabiler Schwingungen erreicht, das bei a' in ein labiles L_2, übergeht und bei d endet.

Für den Empfang haben diese Gebiete folgende Bedeutung. In den Gebieten A_1 und A_2 wird zu den Grenzwerten a bzw. c hin die Dämpfungsreduktion im Schwingungskreis gesteigert. Infolgedessen hat man hier einen Audionempfang, der kurz vor den Grenzen a und c am günstigsten ist. Ueber die Verwertbarkeit der labilen Gebiete für den Schwingaudionempfang sowie des stabilen bei Anwendung eines Kunstgriffes für denselben Zweck wird in einem späteren, den eigentlichen Empfang behandelnden Teile berichtet werden.

3. Schwingungsdiagramme.

Die eben festgestellten Arten von Schwingungsgebieten sowie die aperiodischen Gebiete treten bereits in den von Rukop[6]) an Senderröhren aufgenommenen Reißdiagrammen auf. Prinzipiell lassen sich mit Benutzung der indirekten Messung der Schwingungsamplituden durch die Emissionsstromabnahme auch hier am Empfänger Reißdiagramme aufnehmen. Praktisch lohnen aber solche Diagramme nicht die große Mühe der Aufnahme und werden besser durch Diagramme ersetzt, bei denen die Amplituden nicht berücksichtigt werden und die hier mit Schwingungsdiagrammen bezeichnet werden sollen. Die Messung des Emissionsstromes wird nur zur Bestimmung der Grenzen der verschiedenen Gebiete benutzt und nicht quantitativ verwertet.

In solchen Schwingungsdiagrammen wird als Abszisse die gerade zur Untersuchung stehende Variable aufgetragen, als Ordinate meist der relative Rückkopplungsgrad. Als Parameter ist dann noch eine beliebige dritte unabhängige Variable verfügbar. Als erläuterndes Beispiel diene das Kreiskondensator-Schwingungsdiagramm der Fig. 5. Die Kurven k_a, k_b, k_c sind die Grenzlinien der verschiedenen Zustände des stabilen, labilen und aperiodischen Falles. Gefunden wurden diese Kurven dadurch, daß der relative Rückkopplungsgrad durch Verschieben des Gleitkontaktes auf der Kreisspule von 0 bis zu einem Maximalwert und zurück verändert wurde. Die am Meßinstrument beobachtbaren Grenzwerte lagen auch bei Wiederholungen stets an derselben Stelle, vorausgesetzt, daß die Konstanz der Betriebsbedingungen durch Innehaltung desselben Emissionsstroms der Röhre gewahrt war.

Aus dem Diagramm ersieht man, daß man bis zu einer Kapazität von 60°, wenn die Rückkopplung nicht über 36% bei der ungünstigsten Stelle getrieben wird, stets im stabilen mit S bezeichneten Schwinggebiet liegt. Für größere

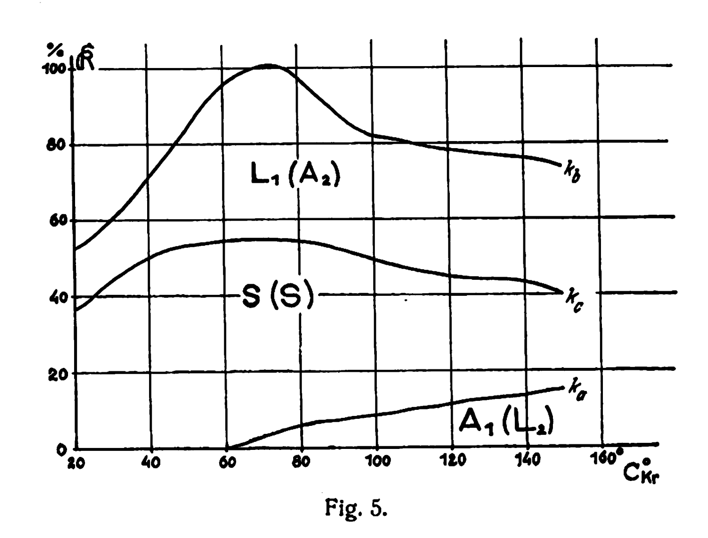


Fig. 5.

Rückkopplungswerte begrenzen die Abszissenachse und die k_a-Kurve das mit A_1 bezeichnete aperiodische Gebiet, die k_a- und k_c-Kurven das stabile, und schließlich die k_c- und k_b-Kurven das L_1-Gebiet labiler Schwingungen. Die bei Rukop notwendig werdende Teilung seiner Diagramme in „Vorder-" und „Rückseite" wird beim Schwingungsdiagramm dadurch vermieden, daß die Bezeichnungen der Gebiete bei der Veränderung der Rückkopplungen von größeren Werten bis 0% in Klammern gesetzt werden. Die Begrenzungslinie k_a ist bei dem vorliegenden Diagramm

[6]) H. Rukop, Zeitschr. f. techn. Physik, 5, S. 260, 1924.

nicht vorhanden. Das deutliche Optimum bei etwa 70° kommt besonders in der k_b-Kurve deutlich zur Geltung.

Vervollständigt können solche Schwingungsdiagramme noch dadurch werden, daß bei ihrer Aufnahme z. B. für die verschiedenen Kreiskapazitäten der optimale Rückkopplungsgrad bestimmt und eingezeichnet wird, bei dem die maximalen Schwingungsamplituden, kenntlich durch die größte Abnahme des Emissionsstroms, auftreten. Durch die Berücksichtigung dieses Amplitudenwertes stellen so vervollständigte Diagramme gewissermaßen ein Mittelding zwischen den reinen Schwingungsdiagrammen und den Reißdiagrammen dar.

Definitionen und Messungen.

Zur Beurteilung von Schwingungsdiagrammen sind noch einige Begriffsbestimmungen einzuführen. Als relative elektrische Schwingfestigkeit werde die absolute Breite der Schwinggebiete für einen bestimmten Abszissenwert ausgedrückt in der Differenz der relativen Rückkopplungsfaktoren bezeichnet. Die Schwingungen sind nämlich als fester anzusehen, wenn eine größere Veränderung von dem optimalen zu festeren wie loseren Rückkopplungsgraden möglich ist. Ferner stellt ein Konvergieren der Linien ein Aufhören der Schwingfähigkeit dar. Bei der Kreiskapazität als Abszisse wird sie direkt durch die Kapazitätsdifferenz, indirekt durch den Wellenlängenbereich des Empfängers ausgedrückt.

Für verschiedene Gitterwiderstände als Parameter sind Kreiskapazitäts-Schwingungsdiagramme in Fig. 6 zusammengestellt. Als Abszisse wurde statt der Gradteilung des Kreiskondensators die Kapazität selbst aufgetragen. Die Linie der maximalen Amplituden wurde mit ⊙ eingezeichnet.

Alle Diagramme in Fig. 6 ergeben, daß die größte Schwingfestigkeit bei der kleinstmöglichen Kreiskapazität auftritt, daß dann aber bei 11 cm Kapazität ein weiteres schwächeres Maximum erscheint. Außerdem hört beim kleinsten Gitterwiderstand die Schwingfähigkeit am frühesten auf. Bei 5 $M\Omega$ beginnt sich schon das zweite Maximum auszubilden, das bei 7,25 und 1,5 $M\Omega$ am deutlichsten heraustritt. Dafür wird aber mit wachsendem Gitterwiderstand das beiderseitige labile Schwingungsgebiet schmäler.

Zur Beurteilung der Empfangsverhältnisse werden diese Diagramme geeigneter, wenn statt der Kapazität des Kreiskondensators die mit ihr im funktionalen Zusammenhang stehende Eigenwellenlänge des Empfängers aufgetragen wird. Man kann direkt ablesen, in welchem Bereich der Apparat als Schwingaudion arbeiten kann. Die Feststellung der Wellenlänge geschieht durch direkte Messung mit Hilfe eines induktiv gekoppelten Lecher-Systems.

Weitere Schwingungsdiagramme lassen sich aufnehmen bei verschiedenen Anodenspannungen und gleichgehaltenem Gitterwiderstand. Mit dem Anwachsen der Anodenspannung wächst, wie man aus den Diagrammen der Fig. 7 sieht, sowohl die Schwingfestigkeit wie die Schwingfähigkeit. Der Uebersichtlichkeit halber sind nur die stabilen Schwingungsgebiete aufgetragen worden. Bei Verwendung einer Telefunken-Oxydfadenröhre *RE* 86 hat sich die Schwingfähigkeit bei der abnorm hohen Anodenspannung von 250 Volt so erhöht, daß ein bisher unbekanntes Maximum auftritt, wodurch der Bereich des Empfängers so erweitert wird, daß noch Wellenlängen bis etwa 4,5 m aufgenommen werden können.

Aus allen bisher gezeigten Diagrammen geht eine deutliche Diskontinuität der Schwingfähigkeit bei der Abstimmung des Empfängers hervor, die vielleicht als Folge einer weiteren inneren Rückopplung über die Röhrenkapazität Gitter—Heizfaden aufgefaßt werden kann. Dahingehende Versuche wurden bisher nicht angestellt.

4. Schwingfähigkeit und Röhrenkreis.

Die obere Kapazitätsgrenze des Kreiskondensators liegt etwa bei 21 cm. Bei den bisherigen Diagrammen stellte sich

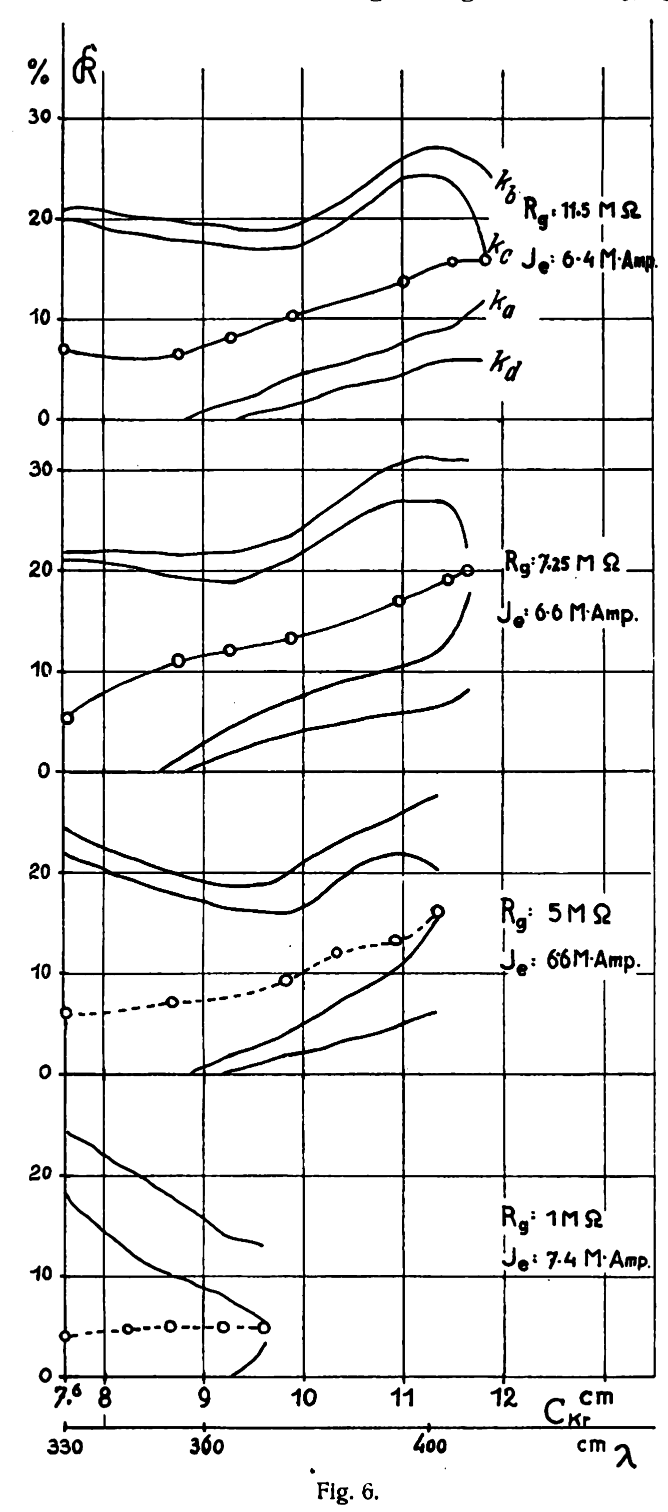


Fig. 6.

aber heraus, daß bei Kapazitätswerten von 12 cm an oder bei abnorm hohen Anodenspannungen von 15 cm an die Schwingfähigkeit des Empfängers aufhört. Das heißt mit anderen Worten, der Wellenbereich des Empfängers, gegeben durch den Kapazitätsbereich des Kreiskondensators, kann nicht voll ausgenutzt werden. Schon bei größeren



Kapazitätswerten pflegt die Intensität der Schwingungen, gemessen an der relativen Schwingfestigkeit, abzunehmen, um schließlich beim Konvergieren der k_a- und k_c-Kurven des Schwingungsdiagramms völlig aufzuhören.

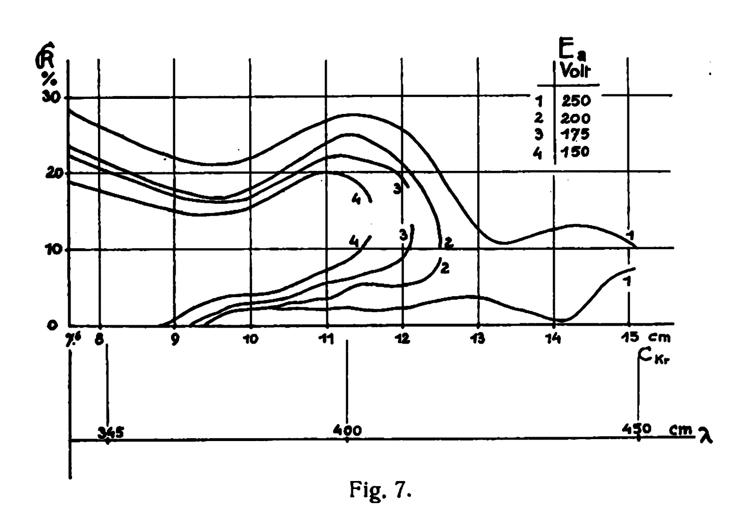


Fig. 7.

Der hauptsächliche Grund dieser Erscheinung wird in dem ungünstigen Verhältnis gesehen, in dem Selbstinduktion und Kapazität in dem gesamten Schwinggebilde zueinander stehen. Das ganze schwingende System besteht aus dem eigentlichen Schwingungskreis, Spule und Kreiskondensator und einem weiteren parallel liegenden Kreise, dem früher bereits erwähnten Röhrenkreis aus Zuführung Kreis-Anode, der inneren Röhrenkapazität zwischen Anode und Gitter und schließlich der Zuführung Gitterkreis mit Gitterkondensator.

In dem Umstand, daß Zuführungen und die Art der Leitungsführung, die bei Langwellenapparaten als unwesentlich kaum beachtet zu werden brauchen, hier stark mitbestimmende Kapazitäts- und Selbstinduktionswerte hereinbringen, liegt eine typische Schwierigkeit beim Bau von Kurzwellenapparaten.

Die Kapazitäten des Röhrenkreises, Röhrenkapazität und Gitterkondensator, verursachen eine geringe Veränderung der Gesamtkapazität. Nebenbei erwähnt, wurde dieser Umstand praktisch zur Feineinstellung des Empfängers ausgenutzt, indem der Gitterkondensator als Drehkondensator ausgebildet wurde. Um zu einem Ueberschlagswert der Gesamtkapazität zu kommen, darf man die Anoden-Gitterkapazität einer Verstärkerröhre nach Schrader[7]) mit etwa 5 cm ansetzen. Für den Selbstinduktionswert ergibt sich bei Benutzung der vereinfachten Thomsonschen Schwingungsgleichung auf Grund der für die Kurven der Fig. 6 und 7 benutzten Wellenlängenmessungen ein Wert von ungefähr 250 cm.

Danach schwankt das Verhältnis der in Zentimetern gemessenen Selbstinduktions- und Kapazitätswerte zwischen 25 : 1 für die kürzesten Wellen und 10 : 1 für die theoretisch möglichen längsten Wellen. Es zeigt sich aber nach den obengenannten Versuchen, daß bestenfalls bei abnorm hohen Anodenspannungen bei einem Verhältnis unter etwa 12,5 : 1, sonst aber schon unter 15 : 1, das Einsetzen von Schwingungen nicht zu erzielen ist. Diese Verhältnisse der Selbstinduktion zur Kapazität unterscheiden sich ganz bedeutend von denen, wie sie beispielsweise bei einem Empfänger für 500 m Wellenlänge herrschen, wenn ein Kondensator mit 500 cm Kapazität vorausgesetzt wird. Es errechnet sich eine Selbstinduktion von etwa $1{,}3 \times 10^5$ cm, so daß sich ein Verhältnis von 26[illegible] 1 ergibt.

Man darf [illegible]en, daß beim Kurzwellenempfänger eine im Ve[illegible] Kapazität zu kleine Selbstinduktion wesentlic[illegible]wierige Einsetzen der Schwingungen verantwo[illegible]acht werden muß. Will man also die untere We[illegible]grenze herabsetzen, so müssen hauptsächlich die Anfangskapazitätswerte des Kreiskondensators verkleinert werden.

Da der Spannungsabfall ωJL groß gemacht werden soll, so muß eine Vergrößerung des im Kreise fließenden Stromes zweckmäßig sein, der mit dem Emissionsstrom der Röhre wächst. Hierin liegt die Erklärung, daß zur Erzielung von Schwingungen sowie zur Vergrößerung der Schwingfähigkeit hohe Emissionen bei Kurzwellenempfängern benutzt werden und deshalb häufig Anodenspannungen, die über den für Empfänger üblichen liegen.

Eine weitere Vergrößerung des induktiven Spannungsabfalles kann natürlich durch eine Vergrößerung der Selbstinduktion erreicht werden, die aber in direkter Form durch Vergrößerung der Kreisspule unzweckmäßig ist, da hierdurch die Wellenlänge stark heraufgesetzt wird. Solche Wellenlängenänderung tritt aber nur im bescheidenen Maße auf, wenn Zusatzspulen in den Röhrenkreis gebracht werden. Und zwar können diese Spulen in die Anode-Kreis-Zuführung oder in die Gitter-Kreis-Zuführung geschaltet werden. Aus praktischen Gründen des Aufbaues wurden solche Zusatzspulen als Steckspulen ausgeführt und in die Anode-Kreis-Spule gelegt.

Durch Einschaltung solcher Spulen ist es ohne Schwierigkeit möglich, eine Schwingfähigkeit über den ganzen Kondensatorbereich zu erzielen. Die Spulen werden dabei so dimensioniert, daß sich die Schwingbereiche überlappen. Die kürzesten Wellen werden dann mit der kürzesten Verbindung, Anode—Kreis, erhalten. Aus Fig. 8 ersieht man, daß der Empfänger einen Bereich von 3—6 m besitzt bei einer Anodenspannung von 200 Volt und bei Benutzug einer Telefunken-Oxydröhre *RE* 86.

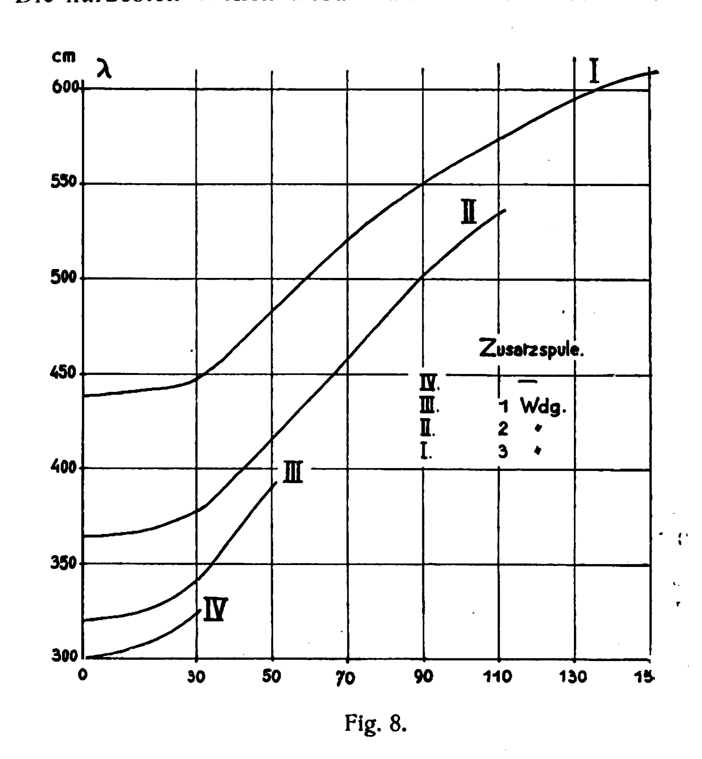


Fig. 8.

[7]) Schrader, Jahrbuch 24, S. 27, 1925.

5. Spannungsverhältnisse. — Statische Kennlinien.

Beim vorliegenden Kurzwellenempf[illegible]üssen zur Erzielung einer hinreichenden Schwing[illegible]roße Emis[illegible]onsströme verlangt werden. Ein[illegible]ma[illegible]u besonders hohe Anodenspannungen verwen[illegible] werden durch die Schaltung des Gitterwiderstandes[illegible]e der Dreipunktschaltung hohe positive Gitterspannungen erreicht.

Zur Berechnung der Gitterruhespannung E_{go}, die dann herrscht, wenn keine Fernerregung auf das Schwingaudion trifft, kommt man durch eine Messung des Gitterstroms. Eine solche Messung ist beim schwingenden Empfänger nicht durchführbar, da bei Einschaltung eines Meßinstrumentes in den Gitterkreis sofort die Schwingungen abreißen. Aus einer statischen Messung bei Beibehaltung der Spannungsverhältnisse ergab sich ein Gitterstrom von etwa $2{,}5 \times 10^{-5}$ Amp. Aus ihm kann man nach der bekannten Gleichung:

$$J_g = (E_a - E_{go})/R_g$$

die Gitterruhespannung E_{go} berechnen. Es ergeben sich im einzelnen positiven Gitterspannungen, die bei dem meistbenutzten Gitterwiderstand von 13 $M\,\Omega$ bei einer Anodenspannung von 200 Volt den Wert von 43 Volt erreichen.

In der ausführlichen Arbeit ist untersucht worden, wie so weit im positiven Gitterspannungsgebiet liegende statische Kennlinien aussehen und wie aus ihnen Rückschlüsse auf das Einsetzen der Schwingungen zu ziehen sind. Bei der Aufnahme solcher Kennlinien mußte eine besondere Schaltung gewählt werden, da es sich nicht um eine gewöhnliche statische Kennlinie mit der Anodenspannung E_a handelt, sondern um eine, bei der im positiven Gebiet mit dem Auftreten von Gitterströmen diese Gitterströme durch den für die Audionwirkung notwendigen großen Widerstand R_g beeinflußt werden. Es werden also Kennlinien mit künstlich beschränktem Gitterstrom aufgenommen.

Solche Kennlinien zeigten vom Ueberschreiten der Gitterruhespannung 0 einen fast knickartigen Uebergang zu bedeutend geringerer Steilheit. Diese erreicht anscheinend bald eine Grenze und wird um so geringer, je größer der Gitterwiderstand gewählt wird.

Wenn auch hinsichtlich der Einzelheiten auf die ausführliche Arbeit verwiesen werden muß, so sollen hier wenigstens einige Rückschlüsse ausgeführt werden, die aus dem Verlauf der Kennlinien auf die zu erwartende Art des Einsetzens der Schwingungen gezogen werden können. Wenn auch hohe positive Gitterspannungen vor dem Einsetzen der Schwingungen herrschen, so ist aus dem Grad des Zurückspringens des Emissionsstroms beim Schwingeinsatz zu schließen, daß dann eine mittlere Gitterspannung bei et[illegible]a 0 Volt erreicht wird. Wenigstens ist dies bei sehr große[illegible] Gitterwiderständen zu erwarten, bei denen ganz allgemein ein sehr hartes Einsetzen der Schwingungen gefunde[illegible] wurde.

Aus längeren theoretischen Ueberlegungen kommt man dazu, wenigstens für höhere positive Gitterspannungen die Stei[illegible] der statischen Kennlinie in Zusammenhang zu bringen [illegible]der zu erwartenden Arbeitskurvensteilheit und der Zunahme der Schwingungsamplitude. Danach nimmt bei hohem Gitterwiderstand die Amplitude sehr langsam zu. Andererseits hängt die Gitterspannungsverschiebung nach negativeren Werten ebenfalls vom Gitterwiderstand ab und ist bei hohem Gitterwiderstand am größten. Ist es aber einmal zum Einsatz von Schwingungen gekommen, so wird die mittlere Gitterspannung schnell auf solche negativere Werte sinken, bei denen eine für stabile Schwingungen hinreichende Arbeitskurvensteilheit zu erwarten ist. Das heißt hartes Einsetzen der Schwingungen und größte Amplituden.

Andererseits herrscht bei kleineren Gitterwiderständen wegen der größeren Steilheit der statischen Kennlinie bald eine genügende Steilheit der Arbeitskurve bei geringerer Gitterspannungsänderung, so daß früher ein stationärer Schwingzustand, allerdings bei kleineren Amplituden, zu erwarten ist. Daher ist der Einsatz der Schwingungen hier viel weicher.

6. Röhrenfragen.

Außer der bisher erwähnten Oxydfadenröhre *RE* 86 gibt es noch eine weitere Telefunkenverstärkerröhre mit Oxydfaden, *RE* 84, die bei gleicher Steilheit eine größere Emission und gegenüber einem Durchgriff von 8% einen solchen von 30% besitzt. Trotz der bereits als günstig erkannten höheren Emission gelang es nicht, diese Röhrentype im Kurzwellenempfänger zum Schwingen zu bringen. Ebensowenig waren bisher Röhren mit Wolfram- und Thoriumfäden für diesen besonderen Zweck zu gebrauchen.

Es war gezeigt worden, daß zur Erzielung einer genügend hohen Emission zur Schwingungserzeugung hohe Anodenspannungen notwendig waren, die hohe positive Gitterspannungen erzeugten. Wenn sich auch im positiven Gitterspannungsgebiet bei großen Gitterwiderständen eine sehr geringe Steilheit der statischen Kennlinien herausstellte, so darf doch die Gitterspannung, bei der der Sättigungsstrom auftritt, bis etwa 50 Volt positiver Gitterspannung immer noch nicht erreicht werden, da dann ein Schwingeinsatz unmöglich ist.

Damit ist die Ursache erkannt, warum bisher nur Oxydfadenröhren verwendbar sind. Diese Fäden besitzen eine ungeheure Elektronenergiebigkeit bei nur schwach erhitztem Heizfaden, während beim Wolframfaden mit seiner an der Grenze der Zulässigkeit liegenden Erhitzung keine Steigerung der Elektronenzahl möglich ist. Deshalb wird bei ihnen schon bei geringen positiven Gitterspannungen der Sättigungsstrom erreicht.

Außer Oxydfadenröhren gibt es aber noch eine Röhrengattung, die sich vielleicht noch vorteilhafter im Kurzwellenempfänger verwenden läßt, das sind die „Ultra"-Röhren[8], die bewußt mit einer dosierten Gasfüllung arbeiten, also beim Betrieb neben dem Elektronenstrom durch Stoßionisation entstandene positive Ionen enthalten.

(Schluß folgt.)

(Eingegangen am 15. November 1927.)

[8]) Hersteller: Radioröhren-Laboratorium Dr. Nickel, Charlottenburg.

Strahlungsdichte und Empfangsfläche.

(Beitrag zur Kennzeichnung von Funkanlagen.)

Von **Max Dieckmann**, Gräfelfing.

Die Verfahren der drahtlosen Telegraphie können als solche der Energie-Uebertragung betrachtet werden. Die Sendeanlage ist ein Umformer, der die zugeführte Gleich- oder Wechselstromenergie in Energie elektromagnetischer Strahlung umwandelt. Die Empfangsanlagen sind entsprechende Umformer, die Strahlungsenergie — vielfach unter Zuführung lokaler Energie — in solche Formen umwandeln, welche die eigentlichen Anzeigegeräte zum Ansprechen brauchen.

Die üblichen technischen Formeln, welche die Abhängigkeit des in der Empfangsantenne fließenden Stromes von

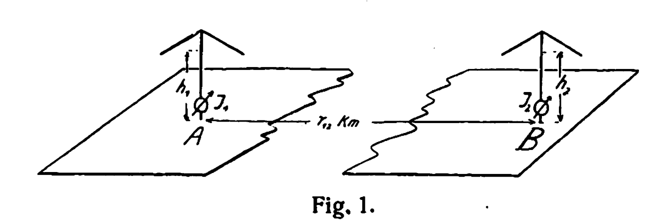


Fig. 1.

den Feldwerten am Empfangsort oder von den elektrischen Abmessungen des Senders rechnerisch zu übersehen gestatten, lassen die energetische Seite der Beziehungen nicht besonders deutlich hervortreten. Ich habe seit Jahren für den internen Gebrauch diese Formeln so umgeschrieben, daß für die Beurteilung eines Senders die von ihm erzeugte Energiestromdichte die Grundlage bildet, für die Beurteilung einer Empfangsantenne entsprechend die Größe der am Empfangsort senkrecht zur ankommenden Strahlrichtung gelegene Fläche, durch welche der von der Empfangsantenne aufgenommene Energiestrom hindurchtretend gedacht werden kann.

Ich möchte im folgenden unter 1. zunächst die sonst übliche Darstellung in Kürze wiedergeben und daran anschließend unter 2. die von mir bevorzugte Schreibweise mitteilen.

1. In Fig. 1 befindet sich auf einem als eben angenommenen Stück der Erdoberfläche bei A eine drahtlostelegraphische Sendestation, deren Antenne eine wirksame Höhe von h_1 m hat und die einen Strom von J_1 Ampère führt, während sie mit der Wellenlänge $\lambda\, m$ strahlt. Im Abstande $r_{12} km$ von ihr steht bei B eine auf die gleiche Welle $\lambda\, m$ abgestimmte Empfangsstation. Unter dem Einfluß des vom Sender am Orte B erzeugten elektrischen Feldes (effektiv gemessen) vom Betrage $\mathfrak{E}_{12} \frac{\text{Volt}}{m}$ wird bei einer wirksamen Antennenhöhe von $h_2\, m$ und einem Gesamtwiderstand von R_2 Ohm in der Antenne ein Empfangsstrom von J_2 Ampère fließen.

Zahlenmäßig gelten hierbei, sofern man den Einfluß des erst auf große Entfernungen wirksamen Absorptionskoeffizienten nicht berücksichtigt und der bei A befindliche Sender ungedämpft und ungerichtet strahlt, folgende Beziehungen:

Die elekrische Feldstärke am Empfangsort ist

$$\mathfrak{E}_{12} = \frac{120\,\pi\, J_1\, h_1 \cdot 10^{-3}}{\lambda\, r_{12}} \frac{\text{Volt}}{m} \tag{1}$$

Hieraus folgt für den Strom in einer offenen Empfangsantenne

$$J_2 = \frac{\mathfrak{E}_{12}\, h_2}{R_2} \text{ Ampère} \tag{2}$$

oder durch Einsetzen von $\mathfrak{E}_{12}$ gemäß (1)

$$J_2 = \frac{120\,\pi\, J_1\, h_1\, h_2 \cdot 10^{-3}}{\lambda\, r_{12}\, R_2} \text{ Ampère;} \tag{3}$$

Aus der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}_{12}$ am Empfangsort und dem Abstand r_{12} in km vom Sender kann man ferner die Gesamtstrahlung N_{a1} des Senders angeben als:

$$N_{a1} = 1{,}11 \times 10^4\, r_{12}^2\, \mathfrak{E}_{12}^2 \text{ Watt.} \tag{4}$$

Diese Beziehung ergibt sich aus

$$N_{a1} = R_{a1}\, J_1^2 \text{ Watt,} \tag{5}$$

wenn man als Strahlungswiderstand

$$R_{a1} = 1\,600 \frac{h_1^2}{\lambda^2} \text{ Ohm} \tag{6}$$

und aus Gleichung (1) folgend

$$J_1 = \frac{\lambda\, r_{12}\, \mathfrak{E}_{12}}{120\,\pi\, h_2 \cdot 10^{-3}} \text{ Ampère} \tag{7}$$

einsetzt.

Das in Gleichung (3) im Zähler vorkommende Produkt $h_1 J_1$ wird mit der Bezeichnung „Meterampère" gegenwärtig als technische Maßzahl für die Stärke von Sendestationen benutzt. Leider folgt h_1 praktisch nicht ohne weiteres aus den geometrischen Abmessungen der Sendeantenne, sondern muß gegenwärtig aus quantitativen Empfangsmessungen berechnet werden[1]). Besonders ist zu beachten, daß h_1 und h_2 keine für beliebige Betriebswellenlängen gültige Antennenk o n s t a n t e n, sondern Funktionen der Betriebswelle sind. In der vorliegenden Betrachtung ist stets angenommen, daß entweder die Eigenwelle der Antennen mit der Betriebswelle identisch ist oder h_1 und h_2 die zu den jeweils benutzten Betriebswellen gehörigen effektiven Antennenhöhen bedeuten.

2. In Fig. 2 ist um den Sender A als Mittelpunkt die Fläche einer Halbkugel K mit dem Radius von 1 km ge-

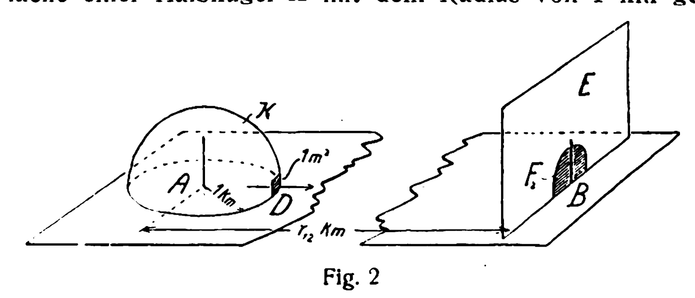


Fig. 2

zeichnet. Dort, wo der von A nach B gehende Strahl die Halbkugel durchdringt, ist eine $1 m^2$ große Flächeneinheit D abgegrenzt.

[1]) G. A n d e r s. Quantitative Empfangsmessungen in der Funktelegraphie; Elektrische Nachrichtentechnik, 2, S. 401—425, 1925. Referat s. ds. Jahrbuch 28, 91, 1926.

Gleichfalls senkrecht zur Strahlrichtung ist am Orte der Empfangsantenne eine Vertikalebene E gezeichnet. Diese stellt einen Teil einer mit dem sehr großen Radius r_{12} km um A als Mittelpunkt gelegten Halbkugelfläche vor. Von der die Vertikalebene durchdringenden, von A herkommenden Strahlung gelange in die Empfangsantenne von der Höhe h_2 mit dem Gesamtwiderstand R_2 ein Betrag an Strahlungsenergie, wie er durch eine von dem Halbkreis begrenzte Fläche F_2 dem Betrage nach hindurchgetreten wäre, falls keine abgestimmte Empfangsantenne dort gestanden hätte.

Den Begriff einer derartigen „Absorptionsfläche" hat bereits Rüdenberg[2]) in einer grundlegenden Abhandlung entwickelt.

Allgemein beträgt die Strahlungsdichte gemäß Poynting $\frac{1}{8\pi c}\,\mathfrak{E}^2_{max}\,[CGS]$ worin c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Wählt man statt der CGS die technischen Maßeinheiten und die Effektivwerte der periodisch veränderlichen Größen, so erhält man als Strahlungsdichte vom Sender 1 an der Empfangsstelle 2

$$Q_{12} = \frac{1}{120\,\pi}\,\mathfrak{E}^2_{12} = 2{,}65 \cdot 10^{-3}\,\mathfrak{E}^2_{12}\,\frac{\text{Watt}}{m^2} \tag{8}$$

oder

$$Q_{12} = 2{,}38 \cdot 10^{-6}\,\mathfrak{H}^2_{12}\,\frac{\text{Watt}}{m^2} \tag{9}$$

wenn $\mathfrak{H}_{12}$ die magnetische Feldstärke in Gauß bezeichnet.

Hinsichtlich der Dimension der Gleichungen von (8), der von (9) und aller hiermit zusammenhängenden sei darauf hingewiesen, daß im Zahlenfaktor der Wert der Lichtgeschwindigkeit einbezogen ist, also entweder im Zähler oder Nenner die Dimension der Geschwindigkeit verschleiert enthalten ist.

Die Strahlungsdichte Q_{12}, bezogen auf die Aequatorialebene des Strahlers und reduziert auf 1 km Abstand vom Strahler, werde als Sendedichte S_1 bezeichnet.

Der durch die Flächeneinheit D (Fig. 2) gehende Energiebetrag ist demgemäß gleich S_1. Setzt man in (8) für $\mathfrak{E}_{12}$ den Wert aus (1) ein unter Berücksichtigung, daß $r_{12} = 1$ km, so erhält man für die Sendedichte einer Sendestation

$$S_1 = \frac{120\,\pi\,h_1^2 J_1^2 \cdot 10^{-6}}{\lambda^2}\ \text{Watt.} \tag{10}$$

Diese in (10) gegebene Maßbezeichnung eines Senders enthält außer einem Zahlenfaktor das Quadrat des bisherigen Maßbetrags $h_1 J_1$ und wird noch dividiert durch das Quadrat der Betriebswellenlänge.

Der Ausdruck für die Empfangsfläche F_2 läßt sich gleichfalls ohne weiteres anschreiben.

Es ist der Wattbetrag in der Empfangsantenne

$$N_2 = J_2^2\,R_2\ \text{Watt} \tag{11}$$

oder gemäß (2)

$$N_2 = \frac{\mathfrak{E}^2_{12}\,h_2^2}{R_2}\ \text{Watt.} \tag{12}$$

Die am Empfangsort durch den Flächenmeter gehende Strahlungsenergie ist nach (8)

$$Q_{12} = \frac{1}{120\,\pi}\,\mathfrak{E}^2_{12}\,\frac{\text{Watt}}{m^2} \tag{13}$$

und mit Berücksichtigung von (1)

$$Q_{12} = \frac{120\,\pi\,h_1^2 J_1^2 \cdot 10^{-6}}{\lambda^2\,r_{12}^2}\,\frac{\text{Watt}}{m^2}. \tag{14}$$

Die Empfangsfläche F_2, d. h. die Anzahl von Quadratmetern, aus der die Antenne die Energie entnimmt, muß durch Division von Q_{12} in N_2 folgen. Denn

$$N_2 = Q_{12} \cdot F_2\ \text{Watt} \tag{15}$$

Demgemäß ergibt sich, wenn man die Werte aus (12) und (13) benutzt,

$$F_2 = \frac{120\,\pi\,h_2^2}{R_2}\ m^2 \tag{16}$$

Die Empfangsfläche einer Antenne ist also proportional dem Quadrat ihrer effektiven Höhe, dividiert durch ihren gesamten Widerstand.

Unter Benutzung des Begriffes der Sendedichte und der Empfangsfläche läßt sich die von der Empfangsantenne aufgenommene Energie besonders einfach ausdrücken, sofern man gelten läßt, daß die Energiestromdichte quadratisch mit dem Abstand vom Sender abnimmt.

Unter dieser Voraussetzung gilt

$$Q_{12} = \frac{S_1}{r_{12}^2}\,\frac{\text{Watt}}{m^2} \tag{17}$$

und Gleichung (15) geht, wenn man Q_{12} durch $\frac{S_1}{r_{12}^2}$ ausdrückt, über in

$$N_2 = \frac{S_1\,F_2}{r_{12}^2}\ \text{Watt.} \tag{18}$$

Die von der Empfangsantenne aufgenommene Energie ist gleich dem Produkt aus Sendedichte und Empfangsfläche, dividiert durch das Quadrat des Abstandes. Dieser Beziehung habe ich mich, mit etwas anderen Bezeichnungen schon 1914 bedient[3]). Wenn man gemäß der üblichen Schreibweise (z. B. Gleichung 3) die von der Empfangsantenne aufgenommene Energie anschreibt

$$N_2 = J_2^2\,R_2 = \frac{(120\,\pi)^2\,h_1^2\,h_2^2\,J_1^2 \cdot 10^{-6}}{\lambda^2\,R_2\,r_{12}^2}\ \text{Watt,} \tag{19}$$

so kann man den rechtsstehenden Ausdruck in drei Faktoren trennen

$$N_2 = \underbrace{\underbrace{\frac{120\,\pi\,h_1^2 J_1^2 \cdot 10^{-6}}{\lambda^2}}_{S_1} \cdot \frac{1}{r_{12}^2}}_{Q_{12}} \cdot \underbrace{\frac{120\,\pi\,h_2^2}{R_2}}_{F_2} \tag{20}$$

Von diesen hat der erste identisch mit (10) die Bedeutung der Sendedichte, ist also die auf 1 km Abstand vom Sender

[2]) R. Rüdenberg. Der Empfang elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie; Ann. der Physik, 25, S. 466, 1908. Vgl. auch Rüdenberg, Aussendung und Empfang elektrischer Wellen, Berlin 1926, worin sich die Ableitungen zahlreicher hier benutzter Beziehungen befinden.

[3]) M. Dieckmann. Ueber Maßbezeichnungen radiotelegraphischer Sende- und Empfangsstationen. Zeitschrift f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt. 1914, Heft 1. Abdruck im ds. Jahrbuch 12, S. 506, 1918.

reduzierte in der Aequatorialebene durch 1 m² hindurchtretende Strahlungsenergie. Das Produkt aus dem ersten und zweiten Faktor, identisch mit (14) hat die Bedeutung der Strahlungsdichte am Empfangsort Q_{12}, gibt also die bei Abwesenheit der Empfangsantenne durch 1 m² gehende Energie an. Der dritte Faktor hat, identisch mit (12) die

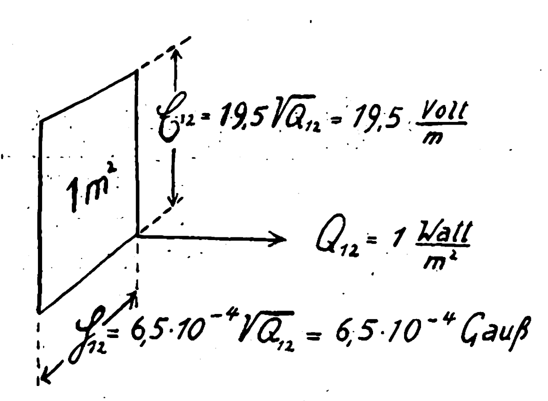


Fig. 3.

Bedeutung der Empfangsfläche und gibt die Anzahl der Flächenmeter an, aus denen am Empfangsort die Antenne alle Strahlungsenergie aufnimmt.

In der Skizze von Fig. 3 sind die zu $Q_{12} = 1$ Watt/m² gehörigen Werte für $\mathfrak{E}_{12}$ und $\mathfrak{H}_{12}$ eingetragen.

3. Die Empfangsflächen. Die Empfangsfläche F_2 (16) ist proportional dem Quotienten aus dem Quadrat der effektiven Antennenhöhe h_2 und dem Gesamtwiderstand R_2 der Antenne, der den Strahlungswiderstand einschließt.

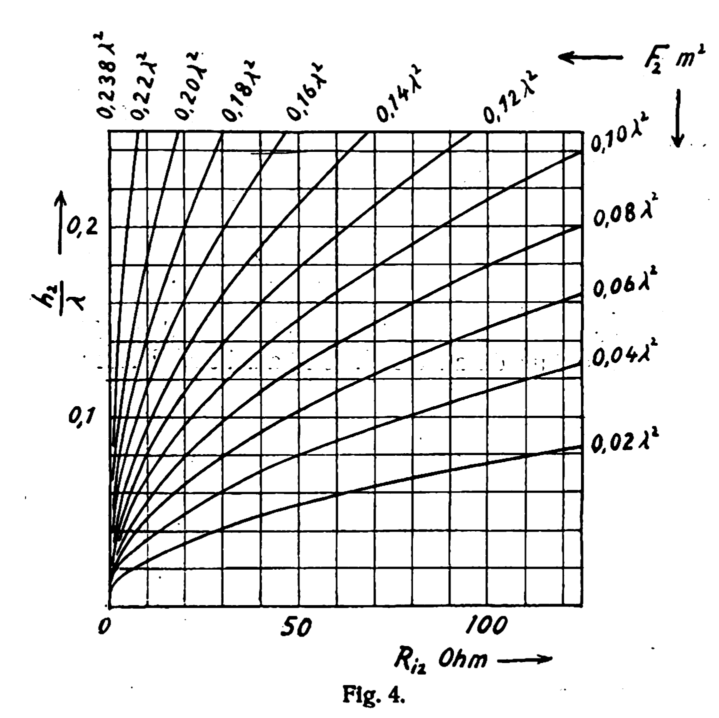


Fig. 4.

R_2 werde jetzt zerlegt in zwei Summanden

$$R_2 = R_{a2} + R_{i2} \tag{21}$$

R_{a2} bedeutet den Strahlungswiderstand der Antenne. Die Empfangsantenne wird durch die Erregung vom Sender zum Sekundärstrahler und mindestens ein Teil der aufgenommenen Energie wandert wieder nach außen.

$$R_{a2} = 1600 \left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2 \text{ Ohm} \tag{22}$$

kann deshalb auch als der äußere Widerstand der Antenne bezeichnet werden.

Die Differenz $R_2 - R_{a2} = R_{i2}$ wird innerer Widerstand genannt. Er ist die Summe aller Nutz- und Verlustwiderstände, die durch angekoppeltes Empfangsgerät, Leitungs-, Erd-, Induktionswirkungen usf. auftreten.

Entsprechend dieser Zweiteilung von R_2 zerfällt die aus dem Strahlungsfeld in die Antenne gelangende Energie N_2 in zwei Summanden

$$N_2 = N_{a2} + N_{i2}. \tag{23}$$

N_{a2} ist die Energie der Sekundärstrahlung die nach außen wandert, N_{i2} die dem System der Empfangsanlage verbleibende Nutz- und Verlustenergie.

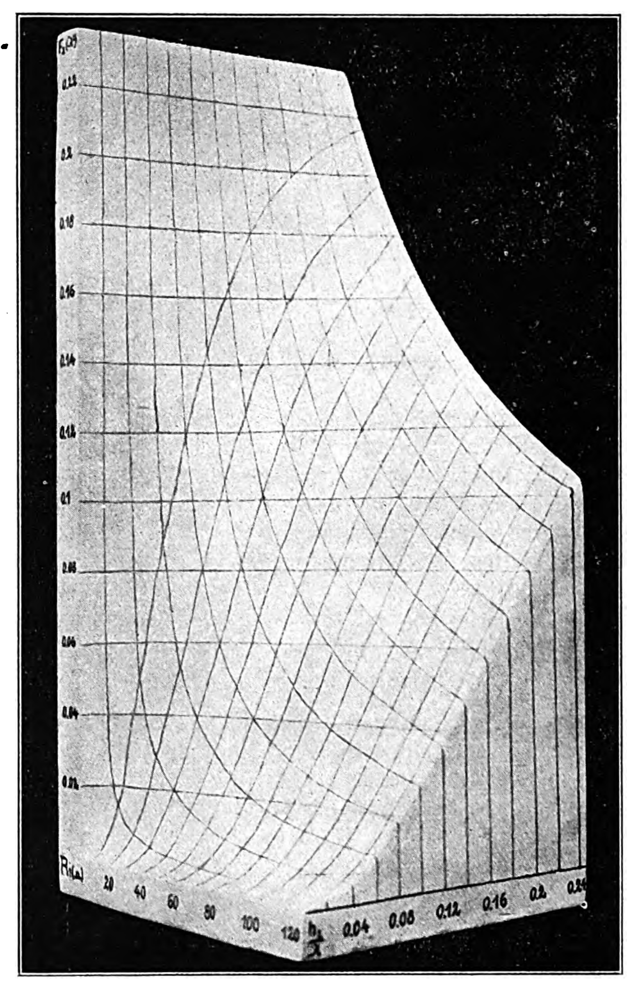


Fig. 5.
Verlauf der Empfangsfläche F_2.

Auch die Empfangsfläche kann man aus zwei Flächenstücken bestehend denken

$$F_2 = F_{a2} + F_{i2}. \tag{24}$$

F_{a2} die äußere Empfangsfläche und F_{i2} die innere Empfangsfläche haben zueinander dasselbe Größenverhältnis wie N_{a2} und N_{i2} oder R_{a2} und R_{i2}.

$$\frac{F_{a2}}{F_{i2}} = \frac{N_{a2}}{N_{i2}} = \frac{R_{a2}}{R_{i2}} \tag{25}$$

Diese letztere Proportion gilt, da $N_{a2} = J_2^2 R_{a2}$ und $N_{i2} = J_2^2 R_{i2}$. Die Gleichung (16) für die Empfangsfläche kann, wenn man

für R_2 den Ausdruck von (21) und hierin für R_{a2} die Beziehung von (22) einführt, geschrieben werden als

$$F_2 = \frac{120\,\pi\,h_2^2}{R_{a2} + R_{i2}} = \frac{120\,\pi\,h_2^2}{1\,600\left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2 + R_{i2}}\,m^2. \tag{26}$$

Eine graphische Darstellung von F_2 als Funktion von R_{i2} und $\frac{h_2}{\lambda}$ ist in Fig. 4 wiedergegeben. Als Abszisse ist R_{i2} von 0 bis 125 Ohm, als Ordinate das Verhältnis $\frac{h_2}{\lambda}$ von 0 bis 0,25 aufgetragen. Die sich ergebenden Werte für F_2 sind in Bruchteilen von λ^2 bei den gezeichneten Kurven der Schar vermerkt.

Das Lichtbild einer räumlichen Darstellung von Fig. 4 zeigt Fig. 5.

Die Empfangsfläche hat den theoretisch größten Wert für $R_{i2} = 0$. Dieser ist dann unabhängig von h_2 und ergibt sich zu

$$F_{\max 2} = 0{,}238\,\lambda^2\,m^2. \tag{27}$$

Die Gleichung für die äußere Empfangsfläche lautet:

$$F_{a2} = \frac{120\,\pi\,h_2^2\,R_{a2}}{(R_{i2} + R_{a2})^2} = \frac{120\,\pi\,h_2^2\,1600\left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2}{\left[R_{i2} + 1600\left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2\right]^2}\,m^2 \tag{28}$$

Eine graphische und räumliche Darstellung mit denselben Koordinaten ist in Fig. 6 und Fig. 7 wiedergegeben. Für $R_{i2} = 0$ hat F_{a2} natürlich denselben Wert wie F_2. In diesem Falle wird alle auf die Antenne zuwandernde

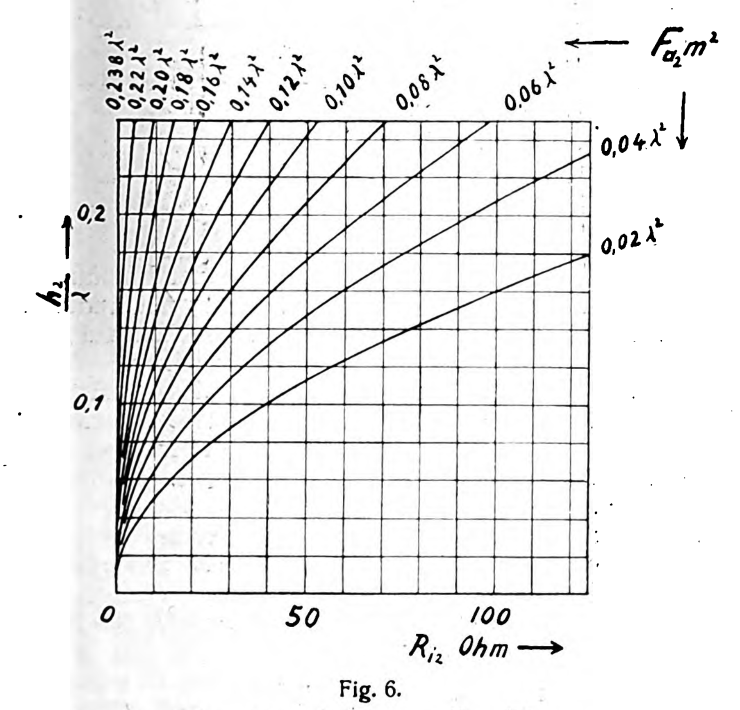


Fig. 6.

Energie als Sekundärstrahlung zerstreut. Im ganzen hat das Bild von F_{a2} ein ähnliches Aussehen wie das von F_2, nur nehmen die Werte für F_{a2} mit zunehmendem R_{i2} oder sinkendem $\frac{h_2}{\lambda}$ schneller ab.

Wesentlich anders sieht die bildliche Darstellung für die innere Empfangsfläche aus (Fig. 8 und 9), deren Gleichung lautet:

$$F_{i2} = \frac{120\,\pi\,h_2^2\,R_{i2}}{(R_{i2} + R_{a2})^2} = \frac{120\,\pi\,h_2^2\,R_{i2}}{\left[R_{i2} + 1600\left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2\right]^2}\,m^2 \tag{29}$$

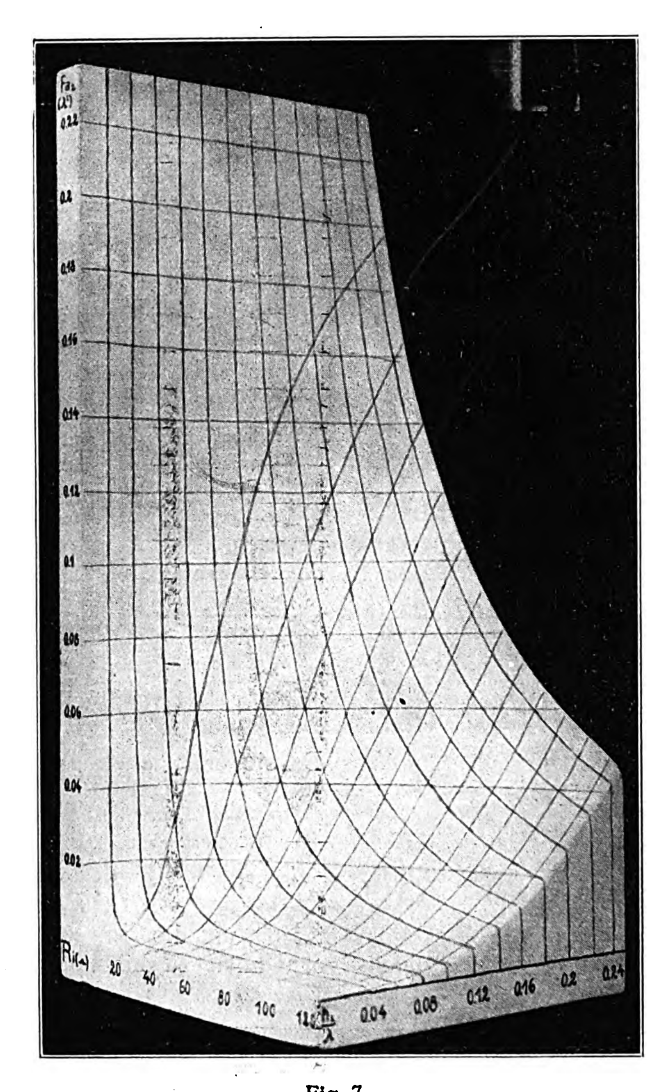


Fig. 7.
Verlauf der äußeren Empfangsfläche F_{a2}.

Die Werte liegen auf einer Raumfläche, die eine Scheitellinie von dem konstanten Wert $F_{i\max 2} = 0{,}0589\,\lambda^2 = \frac{F_{\max 2}}{4}$ besitzt. Nach beiden Seiten von dieser Scheitellinie sinken die Werte, und zwar beiderseits steil bei kleinem R_{i2} und $\frac{h_2}{\lambda}$ und flacher bei großem R_{i2} und $\frac{h_2}{\lambda}$.

Die Scheitellinie verbindet diejenigen Werte, bei denen $R_{i2} = R_{a2}$. Der oben angegebene Wert ergibt sich, wenn in (29) bei $R_{i2} = R_{a2}$ der Ausdruck von (22) für R_{a2} eingeführt wird.

$$F_{i\max 2} = \frac{120\pi\,\lambda^2}{4 \cdot 1600} = 0{,}0589\,\lambda^2\,m^2 \tag{30}$$

Dieser Betrag stimmt natürlich zahlenmäßig mit dem

Rüdenbergschen[2]) Ausdruck für die Größe der Absorptionsfläche vom Betrage $\frac{\pi r_a^2}{2}$ überein, worin (dortige Gleichung 34a) $r_a = 0{,}1946\ \lambda$ angegeben wird.

4. Der Empfangsstrom. Da es von Interesse ist, auch den Strom in der Empfangsantenne in Abhängigkeit von R_{i2} und $\frac{h_2}{\lambda}$ zu untersuchen, ist in den Fig. 10 u. 11

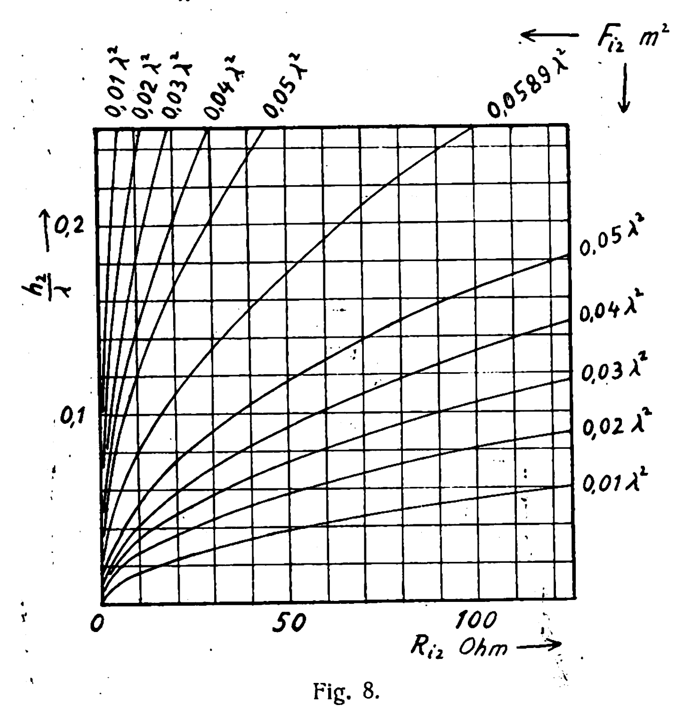


Fig. 8.

die graphische und räumliche Darstellung gegeben. Gemäß (2), (21) und (22) ist

$$J_2 = \frac{\mathfrak{E}_{12}\, h_2}{1600\left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2 + R_{i2}} \text{ Ampère} \qquad (31)$$

wobei $\mathfrak{E}_{12}$ als 1 Volt/m eingesetzt ist, um die Umrechnung auf andere Feldwerte leicht vornehmen zu können. Die

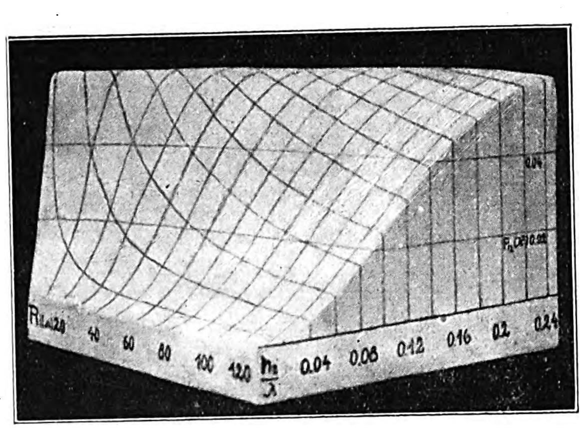


Fig. 7.
Verlauf der inneren Empfangfläche F_{i2}.

Stromwerte sind in den Fig. in 1×10^{-3} Ampère vermerkt. Wie aus dem Verlauf der Werte für die F_{i2} Fläche zu erwarten und in einer Untersuchung von Betz[4]) auch für den Optimalfall berechnet ist, gibt es für jedes R_{i2} ein günstigstes h_2, und zwar zeigt sich, daß die Scheitellinie der Fläche für F_{i2} die Projektion in die R_{i2}, $\frac{h_2}{\lambda}$ Ebene derjenigen Raumkurve ist, welche die optimalen J_2-Werte verbindet. Auch hier gilt als Optimalbedingung $R_{i2} = R_{a2}$.

5. Güteangaben. Während sich die bisherigen Betrachtungen ausschließlich auf das abgestimmte Luftdrahtgebilde bezogen, möge jetzt eine ganze Empfangsanlage, also ein Luftdrahtgebilde mit angeschlossenem Empfänger und Ausgangsindikator erörtert werden.

Dem günstigst angepaßten Indikator (Telephon, Lautsprecher, Relais oder dgl.) werde, wenn am Empfangsort die vom Sender stammende Strahlungsdichte Q_{12} Watt/m² beträgt, Energie vom Betrage $N_{\text{ausg 2}}$ zugeführt.

Im Rahmen der Empfangsflächenvorstellung kann man eine gedachte oder „fiktive" Fläche F_{f2} annehmen von solcher Größe, daß ihr Produkt mit der Strahlungsdichte gleich der Ausgangsenergie ist.

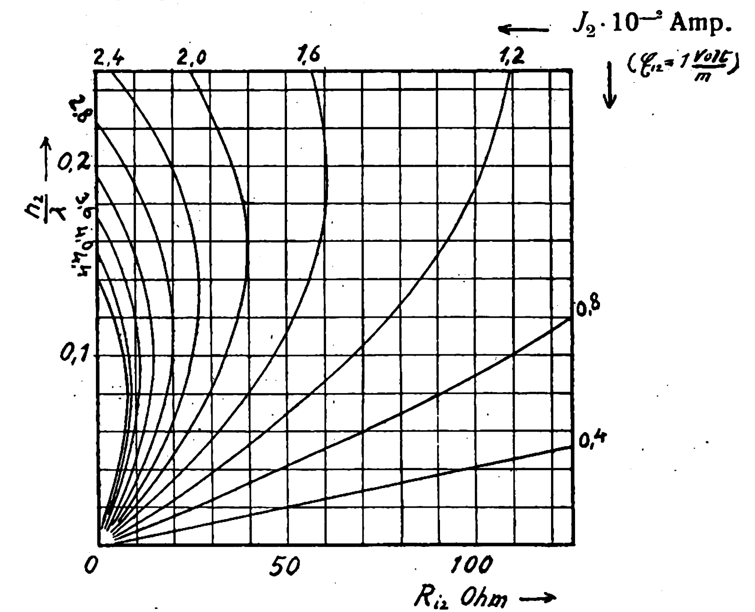


Fig. 10.

Es soll also gelten:

$$F_{f2} = \frac{N_{\text{ausg 2}}}{Q_{12}}\, m^2 \qquad (32)$$

Der praktische Sinn dieser fiktiven Fläche einer Empfangsanlage ist der, daß sie eine zur Vergleichung mit anderen Empfangsanlagen geeignete Maßzahl im Hinblick auf die energetischen Verhältnisse der Anlage vorstellt.

Eine „schlechte" Antenne mit einem „hochwertigen" Empfänger kann als Gesamtanlage die gleiche Ausgangsenergie bei demselben Empfangsfeldwert liefern, wie eine „gute" Antenne mit mäßig gutem Empfänger. Es haben dann beide dieselbe fiktive Empfangsfläche.

Wir benutzen deshalb auch synonym mit der Bezeichnung „fiktive Empfangsfläche" den Ausdruck „Empfangswert der Anlage".

Die Dimension des Empfangswertes ist m^2. Nach (8) und (9) kann man auch schreiben:

$$F_{f2} = \frac{120\,\pi\, N_{\text{ausg 2}}}{\mathfrak{E}_{12}^2} = \frac{42 \cdot 10^4\, N_{\text{ausg 2}}}{\mathfrak{H}_{12}^2}\, m^2 \qquad (33)$$

In Analogie zu (18) ergibt sich für

$$N_{\text{ausg 2}} = \frac{S_1\, F_{f2}}{r_{12}^2} \text{ Watt} \qquad (34)$$

[4]) O. Betz. Höhe der Rundfunkantennen. ETZ., 46, S. 148—149, 1925.

Die Ausgangsenergie einer Empfangsanlage ist gleich dem Produkt aus Sendedichte und Empfangswert, dividiert durch das Quadrat des Abstandes. Diese letzte Gleichung hat, wie alle übrigen die r_{12} enthalten, nur insofern Gültigkeit, als angenommen werden kann, daß die Strahlungsdichte quadratisch mit dem Abstand abnimmt.

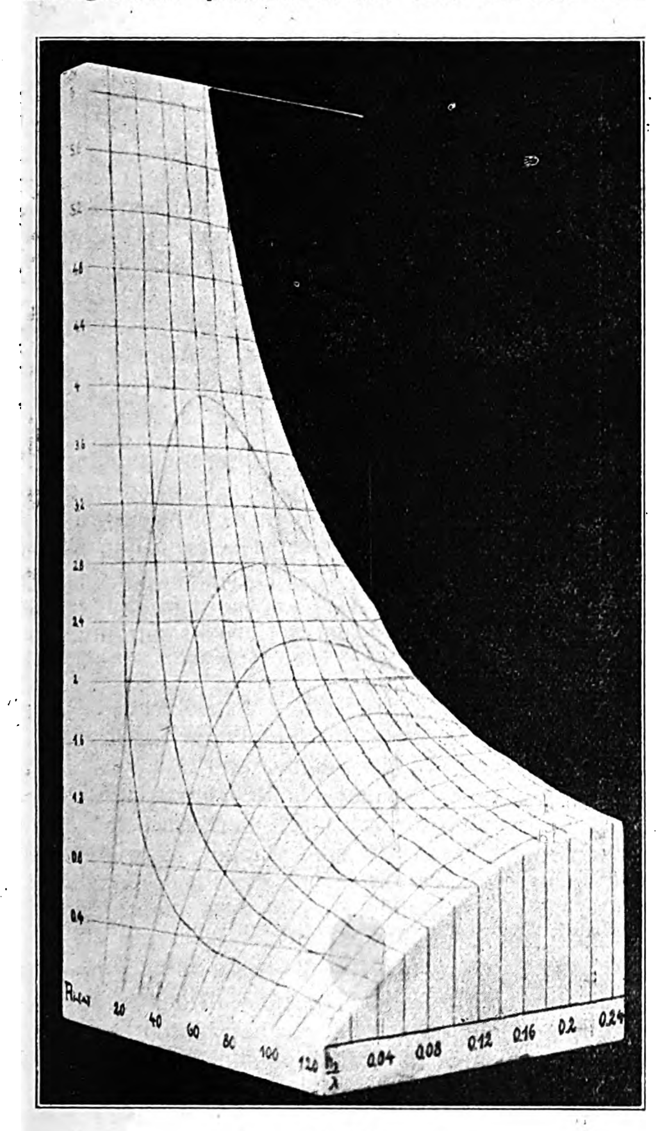


Fig 11.
Der Empfangsstrom J_2 in Abhängkeit von R_{12} und $\frac{h_2}{\lambda}$.

Der Empfangswert F_{f2} einer Anlage kennzeichnet diese als ganzes System ohne Rücksicht darauf, wie die Güte ihrer wesentlichen einzelnen Teile beschaffen ist. Über diese kann man, wenn es sich um eine durch den Empfänger belastete Antenne, also beispielsweise eine Empfangsanlage mit Detektorempfänger handelt, wie folgt Klarheit erhalten.

Der Wirkungsgrad η_2 der gesamten Empfangsanlage wird sich als Produkt der Wirkungsgrade der einzelnen Anlageteile ergeben, wobei die Leistungsverstärkung einer etwa eingeschalteten Verstärkeranordnung gleichfalls als Wirkungsgrad einzusetzen ist.

Eine derartige Anlage würde also folgendermaßen zu unterteilen sein.

Der Wirkungsgrad der Einstrahlung auf die Empfangsantenne η_{e2} ist bestimmt durch das Verhältnis der von der Antenne mit betriebsmäßig angeschlossenem Empfänger tatsächlich aufgenommenen Energie N_{i2} zu dem Betrag von bei der Betriebswelle λ maximal aufnehmbaren Energie $N_{i\max 2}$. Da sich die Energien verhalten wie die Empfangsflächen (25), kann man aus den Ausdrücken für die Empfangsflächen (29 und 30) für den Einstrahlungswirkungsgrad schreiben

$$\eta_{e2} = \frac{N_{i2}}{N_{i\max 2}} = \frac{F_{i2}}{F_{i\max 2}} = \frac{4\,R_{a2}\,R_{i2}}{(R_{a2}+R_{i2})^2} \qquad (35)$$

Für eine Antenne, bei welcher $R_{i2} = R_{a2}$ wird $\eta_{e2} = 1$ oder 100%.

Der innere Widerstand R_{i2} stellt die Summe von Nutzwiderstand R_{n2} und Verlustwiderstand R_{v2} der Antenne dar, wobei R_{n2} beispielsweise der induzierte Widerstand des an die Antenne angekoppelten Detektorkreises sein kann.

$$R_{i2} = R_{n2} + R_{v2} \qquad (36)$$

Außer dem Einstrahlungswirkungsgrad kommt der Antenne demgemäß noch ein innerer Wirkungsgrad zu, der angibt, wie groß das Verhältnis der weiter verfügbaren Nutzenergie N_{n2} zur eingestrahlten Energie N_{i2} ist. Er folgt sinngemäß als

$$\eta_{i2} = \frac{N_{n2}}{N_{i2}} = \frac{R_{n2}}{R_{n2}+R_{v2}} \qquad (37)$$

Wird nun N_{n2} einem Detektor zugeführt, welcher in das angepaßte Indikatorinstrument Ausgangsenergie vom Betrage $N_{ausg\,2}$ gelangen läßt, so erhält man als Wirkungsgrad des Detektors

$$\eta_{d2} = \frac{N_{ausg\,2}}{N_{n2}} \qquad (38)$$

Es könnten in derselben Art noch irgendwelche Zwischenkreise, Verstärkerstufen, u. dgl. mit entsprechenden Einzelwirkungsgraden angeschaltet sein. Der Gesamtwirkungsgrad der Empfangsanlage ist das Produkt aller Einzelwirkungsgrade. In unserem Falle ist

$$\eta_2 = \eta_{e2}\,\eta_{i2}\,\eta_{d2} \qquad (39)$$

Setzt man die Quotienten aus den Energien ein, so muß sich alles bis auf Eingangs- und Ausgangsenergie wegheben und es ist

$$\eta_2 = \frac{N_{ausg\,2}}{N_{i\max 2}} = \frac{N_{ausg\,2}}{F_{i\max 2}\,Q_{12}} \qquad (40)$$

Der Gesamtwirkungsgrad einer Empfangsanlage steht naturgemäß in enger Beziehung zu dem Empfangswert einer Anlage. Unter Berücksichtigung von (32) sieht man, daß

$$\eta_2 = \frac{F_{f2}}{F_{i\max 2}} = \frac{F_{f2}}{0{,}0589\lambda^2} \qquad (41)$$

Der Wirkungsgrad einer Empfangsanlage ist direkt proportional dem Empfangswert der Anlage.

Auch solche Empfangsanlagen, bei denen Röhrengeräte mit oder ohne Rückkopplung an die Antenne angeschlossen sind und bei denen die Feldenergie im wesentlichen nur zum Steuern der lokalen Energie benutzt wird, lassen sich durch den Empfangswert, also das Verhältnis zwischen Ausgangsenergie und Strahlungsdichte am Empfangsort hinreichend quantitativ kennzeichnen.

Dagegen mußte auf eine Bestimmung der Güte der Einzelteile derartiger Anlagen einzugehen vorerst verzichtet werden, da wesentliche Gesichtspunkte noch nicht hinreichend geklärt erscheinen.

6. Rahmenantenne. Falls der Empfang mit Rahmenantennen durchgeführt wird, ist die Kenntnis der für die offenen Antennen abgeleiteten Größen auch für die Rahmenantenne erwünscht. In Fig. 12 ist das Bild der räumlichen Sende- oder Empfangscharakteristik einer offenen und einer Rahmenantenne gegeben. Beide Gebilde haben die gleiche Form; sie unterscheiden sich lediglich durch ihre räumliche Orientierung und dadurch, daß die Richtung der magnetischen und elektrischen Feldlinien vertauscht ist.

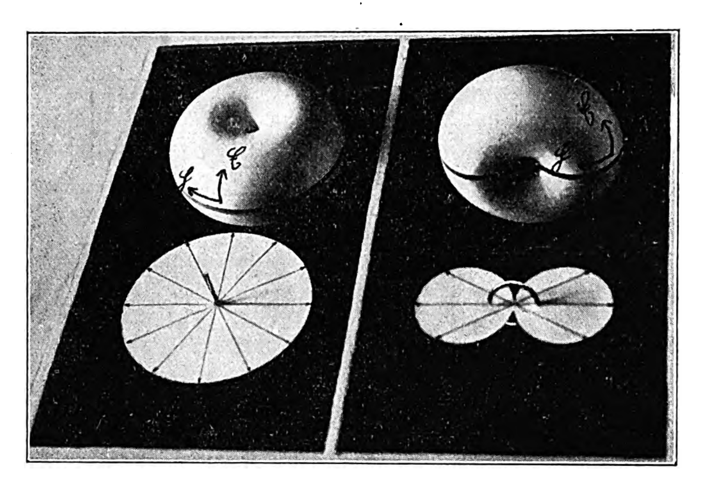


Fig. 12.
Räumliche Charakteristiken von offener und Rahmen-Antenne.

Genau wie für offene Antennen die bisherigen Betrachtungen lediglich für einen Strahl in der Äquatorialebene angestellt wurden, beschränken wir uns hier auf einen Strahl in der Rahmenebene, also eine Richtung maximaler Ein- oder Ausstrahlung.

Zur Ermittlung von $\mathfrak{E}_{12}$ am Empfangsort mit Hilfe einer Rahmenantenne dient die Beziehung

$$\mathfrak{E}_{12} = 2{,}37 \frac{A_2 W_2 J_1}{\lambda^2 r_{12}} \frac{\text{Volt}}{m} \tag{42}$$

worin A_2 die Fläche des Rahmens in m^2, W_2 die Anzahl der Windungen bedeutet. Durch Gleichsetzen der rechten Seite von (42) mit der rechten Seite der entsprechenden Beziehung für offene Antennen (1) erhält man als Ausdruck für die äquivalente effektive Höhe einer Rahmenantenne

$$h_{(\text{Rahmen})} = \frac{6{,}28\, A\, W}{\lambda}\, m \tag{43}$$

mit dem Index 1 oder 2 für h, A und W je nachdem es sich um einen Sende- oder Empfangsrahmen handelt. Der Strahlungswiderstand dieser Rahmenantenne würde anzusetzen sein als:

$$R_{a\,(\text{Rahmen})} = 1\,600 \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 = 64 \cdot 10^3 \frac{A^2 W^2}{\lambda^4} \text{Ohm}. \tag{44}$$

Die Formeln für die Empfangsflächen sind entsprechend (26), (27), (28) und (29)

$$F_{2\,(\text{Rahmen})} = \frac{15{,}2 \cdot 10^3 \frac{A_2^2 W_2^2}{\lambda^2}}{R_{i2} + 64 \cdot 10^3 \frac{A_2^2 W_2^2}{\lambda^4}} m^2 \tag{45}$$

$$F_{\max 2\,(\text{Rahmen})} = F_{\max 2\,(\text{offene Antenne})} = 0{,}238\, \lambda^2 m^2 \tag{46}$$

$$F_{a2\,(\text{Rahmen})} = \frac{15{,}2 \cdot 10^3 \frac{A_2^2 W_2^2}{\lambda^2} \cdot 64 \cdot 10^3 \frac{A_2^2 W_2^2}{\lambda^4}}{\left(R_{i2} + 64 \cdot 10^3 \frac{A_2^2 W_2^2}{\lambda^4}\right)^2} m^2 \tag{47}$$

$$F_{i2\,(\text{Rahmen})} = \frac{15{,}2 \cdot 10^3 \frac{A_2^2 W_2^2}{\lambda^2} R_{i2}}{\left(R_{i2} + 64 \cdot 10^3 \frac{A_2^2 W_2^2}{\lambda^4}\right)^2} m^2 \tag{48}$$

wobei durch Multiplikation von (44) bis (48) mit Q_{12} die Ausdrücke für die Energiebeträge erhalten werden.

Der Strom im Rahmen kann gemäß (31) geschrieben werden als

$$J_{2\,(\text{Rahmen})} = \frac{6{,}28 \frac{A_2 W_2}{\lambda} \mathfrak{E}_{12}}{64 \cdot 10^3 \frac{A_2^2 W_2^2}{\lambda^4} + R_{i2}} \text{ Ampère} \tag{49}$$

7. Sekundärstrahlung. Unter Sekundärstrahlung wird die Strahlung verstanden, die ein Resonator, der unter dem Einfluß des von einem Sender, d. h. primären Strahler ausgehenden Feldes schwingt, seinerseits in den Raum abgibt.

Es sei zunächst der in (10) angegebene Betrag für die Sendedichte eines Senders unter Berücksichtigung von (5) und (6) angeschrieben, als

$$S_1 = 0{,}238 \cdot 10^{-4} N_{a1} = \frac{N_{a1}}{4{,}24 \cdot 10^6} \frac{\text{Watt}}{m^2} \tag{50}$$

Der Zahlenwert des Nenners in der letzten Formel verdient insofern Interesse, als die Oberfläche der in Fig. 2 gezeichneten Halbkugel K vom Radius 1 km $6{,}28 . 10^6$ m^2 groß ist. Durch die Verminderung der Strahlungsdichte von der Aequatorialzone nach dem Zenith sind also nur $\frac{4{,}24}{6{,}28}$ $= 67\%$ der Halbkugelfläche als effektive Strahlungsfläche, bei welcher die Strahlungsdichte überall den in der Aequatorialzone geltenden Wert hat, zu betrachten[5]).

Auch für einen Sekundärsender oder Sekundärstrahler B kann man eine Sendezahl einführen und erhält

$$S_2 = 0{,}238 \cdot 10^{-6} N_{a2} \frac{\text{Watt}}{m^2}. \tag{51}$$

oder

$$S_2 = \frac{0{,}238 \cdot 10^{-6} Q_{12} F_2 R_{a2}}{R_{a2} + R_{i2}} \frac{\text{Watt}}{m^2} \tag{52}$$

Steht im Bereich von B ein abgestimmter Resonator C, so gilt am Orte C für die von B stammende sekundäre Strahlungsdichte

$$Q_{23} = \frac{S_2}{r_{23}^2} \frac{\text{Watt}}{m^2} \tag{53}$$

worin r_{23} den Abstand BC in Kilometer bezeichnet. Die von C aus dem Sekundärstrahlungsfeld aufgenommene Leistung ist

$$N_{23} = F_3\, Q_{23} \text{ Watt} \tag{54}$$

[5]) Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie, S.48, Fußnote.

wobei F_3 die zu C gehörige Empfangsfläche bedeutet. In Abhängigkeit von der Senderleistung in A, den Abständen r_{12} und r_{23}, sowie den Verhältnissen der Anlage in B, erhält man

$$N_{23} = \frac{F_2 F_3 (0{,}238 \cdot 10^{-6})^2 N_{a1} R_{a2}}{r_{12}^2 r_{23}^2 (R_{a2} + R_{i2})} \text{ Watt} \tag{55}$$

Enthält der Resonator in B und C keinen inneren Widerstand, ist also $R_{i2} = R_{i3} = 0$ und damit $F_2 = F_3 = F_{\max 2} = F_{\max 3} = 0{,}238\,\lambda^2$ so vereinfacht sich (54) zu

$$N_{\max 23} = \frac{0{,}238^4 \cdot 10^{-12} N_{a1} \lambda^4}{r_{12}^2 r_{23}^2} \text{ Watt} \tag{56}$$

Da in diesem Falle

$$N_{\max 12} = \frac{0{,}238^2 \cdot 10^{-6} N_{a1} \lambda^2}{r_{12}^2} \text{ Watt} \tag{57}$$

und die in C unmittelbar von A aus eingestrahlte Primärenergie

$$N_{\max 13} = \frac{0{,}238^2 \cdot 10^{-6} N_{a1} \lambda^2}{r_{13}^2} \text{ Watt} \tag{58}$$

kann man die in C von B und A eingestrahlte sekundäre und primäre Strahlungsenergie besonders bequem vergleichen. Die in (56) und (58) gegebenen Werte können gleichzeitig im vollen Betrag auf C nur dann wirken, wenn Primär- und Sekundärstrahlung dort gleichphasig eintreffen. Die von B ausgehende Sekundärstrahlung eilt in der Phase der erregenden Primärstrahlung um $\frac{\pi}{2}$ voraus.

Es sei so beispielsweise angenommen, daß zwei Resonatoren ohne inneren Widerstand senkrecht zur Strahlrichtung eines fernen Primärsenders, also in derselben Wellenebene, im gegenseitigen Abstand von $3/4\,\lambda$ stehen. Sie unterstützen sich dann in ihrer Empfangsenergie, da Primär- und Sekundärstrahlung gleichphasig eintreffen. Die Frage soll sein, wieviel Prozent der direkt empfangenen Strahlungsenergie zusätzlich von der Nachbarantenne zugebracht werden. Da der Abstand von $3/4\,\lambda$ nicht groß gegen λ ist, kann das Rechnungsergebnis nur einen rohen Näherungswert ergeben. Nach (56) und (58) gilt, wenn $r_{12} = r_{13}$

$$\frac{N_{\max 23}}{N_{\max 13}} = \frac{0{,}238^2 \cdot 10^{-6} \lambda^2}{r_{23}^2} \tag{59}$$

Da in den Formeln stets λ in Meter, r in Kilometer angegeben sind, ist $r_{23}^2 = \frac{9\lambda^2 \cdot 10^{-6}}{16}$ und $N_{\max 23} : N_{\max 13}$ wird ca. 20 %. Eine querstehende Zubringerantenne kann also bestenfalls ca. 20 % der primären Energie als Sekundärenergie hinzufügen.

8. Reflektoranordnungen. Sowohl um Sendeals um Empfangsantennen kann man durch günstige Anordnung von leitenden Metallflächen oder sekundär strahlenden Hilfsantenen die ausgehende oder einfallende Strahlung konzentrieren.

Um die Güte der verwendeten Anordnung zu charakterisieren muß man das Konzentrationsvermögen K_1 und K_2 des Sende- und Empfangsreflektors einführen.

Wenn ein Sender ohne Reflektoranordnung in der betrachteten Richtung eine Sendedichte vom Betrage S_1, nach Anbringung der Anordnung eine solche von S'_1 besitzt, so ist

$$S'_1 = K_1 \, S_1 \tag{60}$$

Im Empfänger gilt entsprechend

$$F'_2 = K_2 \, F_2 \tag{61}$$

K_1 und K_2 können Werte erheblich größer als 1 annehmen.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß in der gebräuchlichen Formel, welche die Empfangsleistung in Abhängigkeit von den Konstanten der Sende- und Empfangsantenne, sowie dem Strom in der Sendeantenne zu berechnen gestattet, die auftretenden Faktoren in zwei Gruppen zusammengefaßt werden können, von denen eine die Energiedichte am Empfangsort, die zweite die Größe der Rüdenberg'schen Absorptionsfläche oder Empfangsfläche angibt. Gleichzeitig wird aus der auf 1 km Abstand vom Sender reduzierten Energiedichte eine schon früher vorgeschlagene Maßbezeichnung für Sender abgeleitet (Abschn. 1 und 2).

An graphischen Darstellungen und Lichtbildern von Modellen wird die Abhängigkeit der Größe der Empfangsflächen, sowie des Empfangsstromes von den Konstanten der Antenne erörtert (Abschn. 3 und 4).

Um Betrachtungen über den Wirkungsgrad von Empfangsanlagen durchzuführen, wird der Begriff des Empfangswertes einer Anlage als Quotient aus Ausgangsenergie und Energiedichte am Empfangsort entwickelt (Abschn. 5).

Die zunächst nur für offene Antennen gemachten Ableitungen werden auf Rahmenantennen übertragen (Abschnitt 6).

Die Darstellung der Erscheinungen durch Strahlungsdichte und Empfangsflächen wird auf Sekundärstrahler und Reflektoranordnungen angewendet (Abschn. 7 und 8).

(Eingegangen am 21. November 1927.)

Über Stromverhältnisse in einem induktionsfreien Widerstand, der parallel zu einem Schwingungskreis geschaltet ist.

Von Dobieslaw Doborzynski, Krakow.

Herr Professor Jezewski hat in letzter Zeit in ausführlicher Weise die Resonanz in einem Schwingungskreise mit parallel geschaltetem Widerstand untersucht[1]). In dieser Arbeit sind Formeln für Stromamplitude, Resonanzkapazität usw. abgeleitet.

In vorliegender Arbeit sollen weiterhin die Stromverhältnisse in dem parallel geschalteten Widerstand untersucht werden. Den Betrachtungen liegt eine Schaltung (siehe Figur) zugrunde, welche eine Kapazität C, eine Induktivität L und einen Widerstand R, alle Größen von konstantem Wert, enthält; ferner liegt parallel zur Kapazität

[1]) M. Jezewski. Z. S. f. Ph. 43, S. 442—448, 1927.

ein induktionsfreier Widerstand W. Der Strom im Schwingungskreis sei mit i_1, der Strom im Widerstand W mit i_2 und die Spannung an der Kapazität mit V bezeichnet.

Im Schwingungskreise wirke eine äußere elektromotorische Kraft

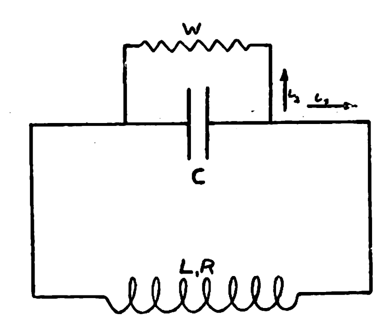
$$E = E_0 \sin \omega t \tag{1}$$

dann bestehen folgende Gleichungen:

$$i_1 \cdot R = V + E - L \cdot \frac{d i_1}{dt} \tag{2}$$

$$i_2 \cdot W = V \tag{3}$$

$$i_1 + i_2 = - C \cdot \frac{dV}{dt} \tag{4}$$



Eliminieren wir i_1, V und $\frac{dV}{dt}$, so bekommen wir:

$$W C L \cdot \frac{d^2 i_2}{dt^2} + (L + W R C) \cdot \frac{d i_2}{dt} + (R + W) \cdot i_2 = - E \tag{5}$$

Für $W = 0$ d. h. Kondensator C kurz geschlossen, haben wir:

$$L \cdot \frac{d i_2}{dt} + R \cdot i_2 = - E \tag{6}$$

Es ist dann $i_2 = - i_1$.
Ist $W \neq 0$, so erhalten wir nach Division der Gleichung (5) durch $W C L$:

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{1}{L} \cdot \left(R + \frac{L}{W C}\right) \cdot \frac{d i_2}{dt} + \frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{W}\right) i_2 = - \frac{E}{WCL} \tag{7}$$

Für $W = \infty$ bekommen wir:

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{d i_2}{dt} + \frac{1}{L \cdot C} \cdot i_2 = 0 \tag{8}$$

Bei sinusförmiger äußerer elektromotorischer Kraft E (gemäß Gleichung [2]) erhalten wir schließlich für i_2:

$$\frac{d^2 i_2}{dt^2} + \frac{1}{L}\left(R + \frac{L}{W C}\right) \frac{d i_2}{dt} + \frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{W}\right) i_2 = - \frac{E_0}{WCL} \sin \omega t \tag{9}$$

Für den stationären Zustand wird

$$i_2 = J_2 \cdot \sin (\omega t - \psi) \tag{10}$$

worin die Stromamplitude J_2 den Wert hat:

$$J_2 = - \frac{E_0}{W C L} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{1}{LC}\left(1 + \frac{R}{W}\right) - \omega R\right]^2 + \frac{\omega^2}{L^2}\left(R + \frac{L}{WC}\right)^2}} = - \frac{E_0}{W C \omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{1}{\omega C}\left(1 + \frac{R}{W}\right) - \omega L\right]^2 + \left(R + \frac{L}{WC}\right)^2}} \tag{11}$$

und der Phasenwinkel ψ gegeben ist durch den Ausdruck:

$$\psi = \operatorname{arc} tg \frac{R + \frac{L}{W C}}{\frac{1}{\omega C}\left(1 + \frac{R}{W}\right) - \omega L} \tag{12}$$

Man erkennt sofort aus der Formel (11), daß für $W = \infty$ J_2 gleich Null ist.

Der gesamte Strom i_1 im Schwingungskreis wird im stationären Zustand durch eine ganz ähnliche Gleichung ausgedrückt[1]):

$$i_1 = J_1 \sin (\omega \cdot t + \varphi - \psi) \tag{13}$$

wo

$$J_1 = E_0 \cdot \sqrt{1 + \frac{1}{W^2 C^2 \omega^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[\frac{1}{\omega C}\left(1 + \frac{R}{W}\right) - \omega L\right]^2 + \left(R + \frac{L}{W C}\right)^2}} \tag{14}$$

dabei ist ψ derselbe Winkel wie in (12) und φ durch folgende Formel bestimmt:

$$\varphi = \operatorname{arc} tg (W C \omega) \tag{15}$$

Aus Gleichungen (10) und (13) erkennt man, daß die Amplitude J_1 des Hauptstroms gegen die Amplitude J_2 des Nebenstromes um den Winkel φ in der Phase verschoben ist. Das Verhältnis der beiden Stromamplituden $\frac{J_2}{J_1} = - \frac{1}{\sqrt{W^2 C^2 \omega^2 + 1}}$ zeigt, daß die beiden Ströme immer entgegengesetzt gerichtet sind; ferner ist stets $|J_2| < |J_1|$.

Trägt man zu den Werten von C als Abszissen die zugehörigen Beträge des Stromes J_1 im Schwingungskreis als Ordinaten auf, so besitzt die Resonanzkurve ihr Maximum bei $\frac{d J_1}{d C} = 0$; die zugehörige Resonanzkapazität sei C_r. Die entsprechende Kurve für den Strom J_2 besitzt ihr Maximum bei $\frac{d J_2}{d C} = 0$; die dazugehörige Kapazität sei C_m.

Es bestimmt sich C_m durch die Gleichung:

$$C_m = \frac{L}{\omega^2 L^2 + R^2} \tag{16}$$

dabei ist wichtig, festzustellen, daß der Wert dieser Kapazität C_m vom Betrage des Widerstandes W nicht abhängt.

Bei relativ großen Selbstinduktionskoeffizienten L und Frequenzen ω neben kleinen Widerständen R ist die Induktanz ωL groß gegen R, so daß wir R^2 gegen $(\omega L)^2$ vernachlässigen können: dann wird $C_m = \frac{1}{\omega^2 L}$, also gleich der Kapazität C_0, für welche Resonanz in unserem Kreise eintritt, sofern kein Widerstand W vorliegt.

Wie Jezewski in seiner Arbeit gezeigt hat, ist für einen Schwingungskreis mit $L = \frac{1}{12} \cdot 10^{-3}$ Henry, $R = 0{,}2$ Ohm, $\omega = 6 \cdot 10^6 \sec^{-1}$ der Unterschied zwischen den Resonanzkapazitäten C_r und C_0 erst bei einem Widerstand $W < 10^4$ Ohm merklich.

Da die Kapazität C_m in den meisten Fällen nur wenig von C_0 abweicht, so kann man für relativ große Wider-

[1]) M. Jezewski loc. cit., dort ist aber J_1 mit J bezeichnet.

stände $W C_m$ gleich C_r setzen; der Hauptstrom J_1 und der Nebenstrom J_2 erreichen somit für dieselbe Kapazität C des Schwingungskreises ihre Maxima.

Zum Schluß sei bemerkt, daß nach Eliminierung der Frequenz aus den Gleichungen (11) und (16) sich der Maximalwert $J_{2(\max)}$ der Stromamplitude J_2 als Funktion C_m folgendermaßen darstellt:

$$J_{2(\max)} = -\frac{E_0 \cdot \sqrt{L \cdot C_m}}{W C_m R + L} \tag{17}$$

Zusammenfassung.

Es wird die Formel für die Stromamplitude des sinusförmigen Wechselstroms in einem Widerstand, der parallel zu einem Schwingungskreis geschaltet ist, abgeleitet. Dabei ergibt sich, daß die Bedingung für das Maximum dieser Stromamplitude zur Feststellung der Resonanz-Kapazität des ganzen Schwingungskreises führt. Der Wert dieser Kapazität ist vom Werte des Widerstandes völlig unabhängig.

(Eingegangen am 15. Oktober 1927.)

Empfangsstörungen durch Elektromotore und ihre Beseitigung.

Von **A. Esau** und **E. Goebeler,** Jena.

Der Empfang in der drahtlosen Telegraphie hat außer unter den atmosphärischen Störungen, deren Beseitigung bis jetzt ein noch nicht gelöstes Problem ist, besonders stark unter den Einwirkungen der Gleichstrommotore zu leiden. Infolge der immer mehr um sich greifenden Verwendung des Kleinmotors, vor allem im Einzelhaushalt, wird nunmehr auch der Unterhaltungsrundfunk oft in hohem Maße durch diese Störungen in Mitleidenschaft gezogen, so daß eine eingehende Untersuchung der hierbei auftretenden Vorgänge angebracht erschien.

In der diesbezüglichen Literatur ist nur wenig zu finden, und es fehlen methodisch ausgeführte Versuchsreihen. Meist wird zwecks Störbefreiung die Anwendung von Kondensatoren empfohlen, wobei ihre Größe jedoch als von Fall zu Fall verschieden angegeben wird. An anderer Stelle[1]) wird eine Anordnung beschrieben, bei der der Einbau von Drosseln Erfolg brachte.

Bei der im folgenden beschriebenen Methode zur Untersuchung dieser Störungen wurde der Empfang stets registriert, so daß man die Möglichkeit hat, an Hand von

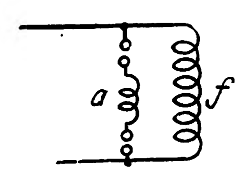


Fig. 1.

photographischen Aufnahmen die Störungen selber wie auch ihre Abschwächung oder ihr Verschwinden deutlich erkennen zu können.

Die einfache Gleichstrommaschine — es handelt sich ausnahmslos um Nebenschlußmotore — kann man nach Fig. 1 als eine Art Lichtbogensender auffassen.

Der Lichtbogen (es sind eigentlich ihrer zwei) wird durch die auf dem Kollektor schleifenden Bürsten gebildet. Die Induktivitäten a und f, entsprechend Anker und Feld, haben starke Eigenkapazitäten und sind miteinander induktiv wie auch kapazitiv gekoppelt. Durch das bei allen größeren Maschinen geerdete Gehäuse ist die Kapazität gegen Erde ebenfalls groß. Aus all diesen Gründen wie auch wegen der großen Eisenmassen sind die entstehenden Schwingungen äußerst stark gedämpft. Wie man mit dem Empfänger leicht zeigen kann, stören die Maschinen in einem sehr großen Wellenbereich und es gelingt daher nicht, den Empfänger auf eine bestimmte Störwellenlänge abzustimmen. Dieser Umstand ist bei der Störbefreiung

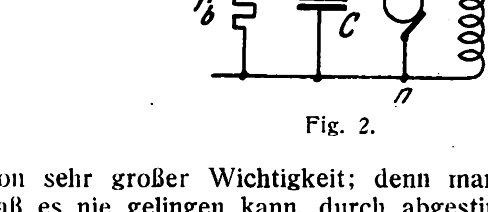


Fig. 2.

von sehr großer Wichtigkeit; denn man erkennt sofort, daß es nie gelingen kann, durch abgestimmte Kreise den Empfänger abzuschirmen.

Der Vergleich mit dem Lichtbogen läßt sich noch weiter ausführen. Bekanntlich setzen die Schwingungen beim Poulsengenerator aus, wenn die Gleichstromamplitude im Lichtbogen zu hohe Werte annimmt. Beim Motor erreicht man das gleiche, wenn man durch Bürstenverstellung ein starkes Feuern am Kollektor hervorruft; denn dadurch, daß jetzt die Bürsten nicht mehr gegen einander spannungslose Kollektorsegmente kurzschließen, wächst die Stromstärke unter der Bürste. Die Amplitude der Störschwingungen ist tatsächlich bei feuernden Maschinen nicht so groß. Praktisch hat diese Erscheinung für die Störbefreiung natürlich keine Bedeutung.

Es ist jetzt einzugehen auf den vielfach versuchten

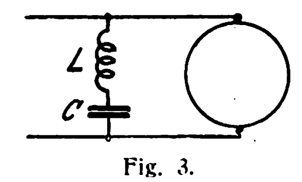


Fig. 3.

Schutz durch Kondensatoren. Dieses Mittel ist bei der Straßenbahn mit Erfolg angewendet worden, indem man die Kondensatoren parallel zur Funkenstrecke, also zwischen Schleifdraht und Stromabnehmer legte. Diese Schaltung ist beim Motor natürlich nicht möglich. Hier legt man nach Fig. 2 die Kapazität parallel zum Anker a. Dann kann für eine zwischen den Punkten m und n auftretende hoch-

[1]) Method. of eliminating hum from motor. Amateur wireless, June 2, 1923, pag. 779.

frequente Wechselspannung der Widerstand r_c kleiner sein als der Widerstand r_1 der Speiseleitung. In diesem Fall würde der Kondensator c von Nutzen sein, die Störungen nehmen stark ab. Wird aber an die Speiseleitung noch ein Belastungswiderstand r_b gelegt, so können auch Teile der entstehenden Hochfrequenz sich über diesen ausgleichen. Als r_b wäre hier die an das Netz angeschlossene Belastung durch Glühlampen zu denken. In diesem Falle werden die Störungen also nur geschwächt und nicht aufgehoben. Es ist schließlich auch beobachtet worden, daß die Störungen durch Zuschalten von Kondensatoren noch anwuchsen. Diese Erscheinung ist dadurch zu erklären, daß durch das Einbringen von Kapazitäten überhaupt erst ein schwingungsfähiges Gebilde geschaffen wird. Gewöhnlich werden die in diesem Falle erzeugten Wellen sehr hoch liegen. Man kann jedoch auch kürzere Wellen willkürlich hervorbringen und die Erscheinung mit Hilfe der Schaltung Fig. 3 sehr gut demonstrieren, indem man eine Spule L mit der Kapazität C in Reihe an die Motorklemmen legt. Die Größen von L und C bestimmen jetzt einfach die Wellenlänge, auf der der Motor besonders stark stört.

Wenn die Störungen auch bei extrem hohen Werten von C nicht verschwinden, so ist dies hierauf zurückzuführen, daß die hochfrequente Wechselspannung durchaus nicht an den Punkten n und m aufzutreten braucht. Es ist sehr gut denkbar, daß bei ungleichmäßigem Aufliegen der Bürsten z. B. der Punkt m bleibt, der Punkt n aber im Anker selber liegt. Anker- und Feldwiderstand können hier auch von Einfluß sein. Ebenso wird die einseitige Leitungserdung bei kleineren Motoren dahin wirken, daß die Punkte m und n nicht so günstig liegen, daß man sie einfach durch Anlegen einer Kapazität hochfrequenzmäßig kurzschließen kann.

Hieraus ersieht man, weshalb der Schutz durch Kondensatoren äußerst unzuverlässig ist. Von Fall zu Fall mag man Erfolge damit haben, doch kommt man über ein ungewisses Probieren nicht hinaus.

Weiter ist das Einkapseln, die Panzerung der störenden Maschinen vorgeschlagen worden. Die dahin gehenden Versuche sind ebenfalls mißglückt. Der moderne Motor ist ja an sich schon so gut wie gänzlich eisengeschlossen, so daß nicht recht einzusehen ist, wie durch eine noch weitergehende Umhüllung etwas gebessert werden sollte. Derartige Schutzmaßnahmen sind nur dort am Platze, wo eine direkte Strahlung vom Störer zum Empfänger ohne jedes andere Zwischenglied als den Raum stattfindet. Aus diesem Umstande erkennt man deutlich, daß der Weg der Hochfrequenz über die Netzzuleitungen geht und daß die Störungen bestehen bleiben müssen, so lange sie nicht geschützt sind.

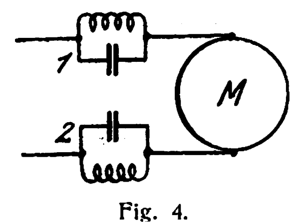


Fig. 4.

Die Maschine ist nach dem Netz zu „offen". Und die Aufgabe, die zu lösen ist, ist die, den Störer vom Netz abzuschließen.

Bereits in Fig. 3 wurde ein Kurzschlußkreis verwendet. Man könnte nun daran denken, nach Fig. 4 durch die Sperrkreise 1 und 2 das Netz von dem als Hochfrequenzgenerator wirkenden Motor M zu schützen. Leider versagen jedoch die auf eine bestimmte Wellenlänge abgestimmten Sperrkreise, da der Generator keine definierte Frequenz erzeugt. Vergrößert man die Dämpfung 1 und 2 künstlich, so findet die Absperrung zwar über einen größeren Bereich hin statt, ist aber nicht mehr so vollständig.

So bleibt als einziges Mittel die einfache Drossel übrig. Sie wird nach Fig. 5 vor den Anker geschaltet, und zwar in jeden Zweig der Zuleitung je eine. Der hohe induktive Widerstand derselben läßt die Hochfrequenz nicht auf das Netz hinaus, so daß die Maschine nicht mehr stören kann. Bei diesen Spulen ist besonders auf die Isolation zu achten, da die Kapazität möglichst gering gehalten werden muß. Auch beim Aufbau derselben ist dieser Punkt besonders wichtig. Schon geringe Kapazitätswerte der Spulen genügen, um die Hochfrequenz einfach über sie hinweg gehen zu lassen. Die Größe der Selbstinduktion darf nicht unter einem bestimmten Wert bleiben. Entsprechend dem induktiven Widerstand wird die Spule für kürzere Wellen stets etwas wirksamer sein als für lange. Praktisch ergibt sich die Wirkungsweise der Spulen bei Wellenlängen von 3000 m und 300 m als nahezu die gleiche.

Das Arbeiten derartiger Spulen hat offenbar eine große Aehnlichkeit mit dem der Schutzspulen gegen Wanderwellen

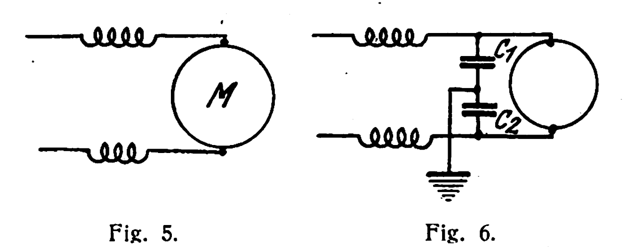


Fig. 5. Fig. 6.

in Hochspannungsanlagen. Auch hier muß die Kapazität möglichst heruntergedrückt werden. Nur die Amplitudenverhältnisse sind natürlich ganz andere.

Die bereits oben erwähnte englische Anordnung besteht ebenfalls aus Drosseln. Aber dadurch, daß nach der Schaltung Fig. 6 auch noch Kondensatoren C_1 und C_2 hinzugefügt werden und ihr Mittelpunkt geerdet wird, ist die Maschine nach außen hin wieder offen. Die Schaltung kann daher nur eine Besserung des Empfangs bringen, wenn die Punkte m und n nach Fig. 2 günstig, d. h. symmetrisch liegen.

Die Gleichstromdynamomaschine verhält sich genau so wie der Motor. Auch hier kann man durch die beschriebenen Drosseln die Störungen beseitigen. Vom wirtschaftlichen Standpunkt aus ist allerdings zu beachten, daß die Spulen wegen der hohen Stromstärken sehr große Dimensionen annehmen. Dafür wird der Fall der störenden Gleichstromdynamo wegen ihrer geringen Verbreitung — vereinzelt noch als Generator für Straßenbahnen und als lokaler Stromversorger mit nur kleinem Netz — nur selten auftreten.

Die Punkte, die bei der Störbefreiung besonders zu beachten sind, seien an Hand der gemachten Aufnahmen betrachtet.

Von großer Wichtigkeit ist die Einschaltstelle der Drosseln in die Zuleitungen. Sie hat möglichst nahe an den Klemmen der Maschine zu erfolgen. Anderenfalls wirken die Leitungsbahnen zwischen den Drosseln und den Klemmen als kleine Antennen, die dann ihrerseits wiederum zu Störungen Anlaß geben.

Der Filmstreifen (Fig. 7) zeigt neben einander die Wirkungsweise von zwei, einer und keiner Drossel im Ankerstromkreis. Ohne Spulen sieht man deutlich eine durch die Umlaufsgeschwindigkeit der Maschine und die Zahl der Kollektorlamellen gegebene Periodizität. Nach dem Einschalten von einer Spule sind die Störungen noch erkennbar, ihr periodischer Charakter ist aber bereits nicht mehr

festzustellen. Wird schließlich in jedem Stromkreis eine Drossel geschaltet, so sind die Störungen verschwunden.

Die Aufnahmen wurden gemacht an einem 440-Volt-Motor von 10 kW. Jede einzelne Spule hatte eine Selbstinduktion von 1.10^5 cm.

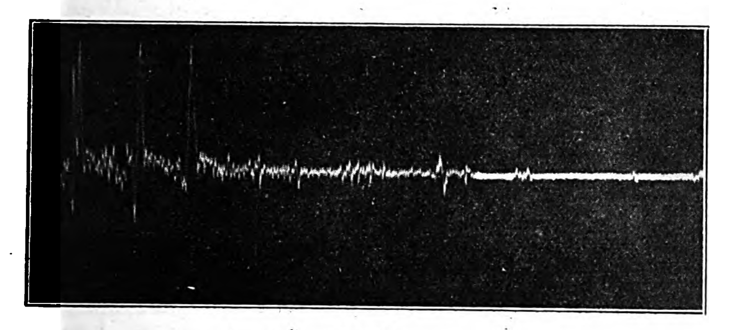


Fig. 7.

Bei der zweiten Aufnahme (Fig. 8) ist die Wirkung einer zu den Spulen parallel geschalteten Kapazität zu sehen. Den drei Abschnitten des Films entsprechend hatte C die Werte 50, 10 und 0 Zentimeter. Bereits bei 10 cm ist die Wirk-

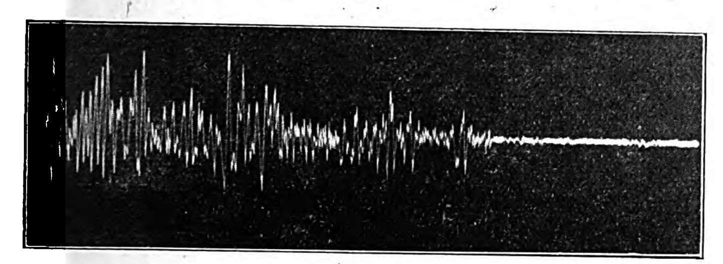


Fig. 8.

samkeit der Drosseln so gut wie aufgehoben. Hiernach ist also dem Spulenaufbau besondere Aufmerksamkeit zu schenken. Es erwies sich, daß als Draht nur sog. Dynamodraht, d. h. doppelt mit Baumwolle umsponnener Kupferdraht in Betracht kommt. Die beste Spulenform ist die einlagige Zylinderspule. Der Spulenkörper muß aus Isoliermaterial bestehen. Beim Einbau der Drosseln ist darauf zu

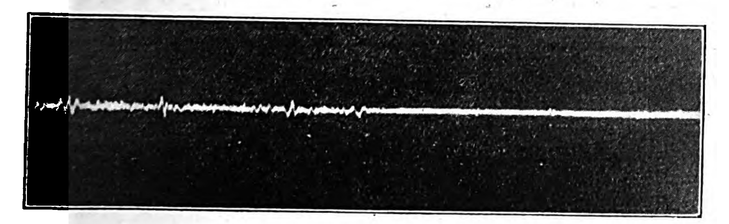


Fig. 9.

achten, daß durch benachbarte Metallteile nicht etwa ein kapazitiver Schluß möglich wird. Eine Metallumhüllung ist aus dem gleichen Grunde nicht zulässig.

Der hierbei verwendete Motor, der die Störungen verursachte, war eine 440-Volt-Wendepolmaschine von 5 kW. Die verwendeten Drosseln hatten eine Induktivität von 4.10^4 cm. Dieser Wert genügte für die Maschine offenbar noch nicht, deshalb wurde er erhöht auf 1.10^5 cm. Erst jetzt sind, wie Aufnahme Fig. 9 im zweiten Teil zeigt, die Störungen vollständig beseitigt.

Bei der dritten Aufnahme (Fig. 10) war ein Hilfssender eingeschaltet, der mit Wechselstrom von 50 Perioden moduliert wurde. Seine Wellenlänge betrug 300 Meter, auf die auch der Empfänger abgestimmt war. Während die Kurve bei eingeschalteten Spulen ganz klar die 50 Perioden erkennen läßt, ist ohne Schutz nichts mehr von diesem Gleichmaß zu bemerken.

Noch deutlicher ist diese Störung der Modulation bei der nächsten Aufnahme (Fig. 11) zu erkennen. Hier lief der Sender nicht dauernd, sondern gab immer nur kurze Striche, wie man aus dem ersten Teil des Filmbandes, wobei die Maschine durch Drosseln geschützt war, deutlich erkennt.

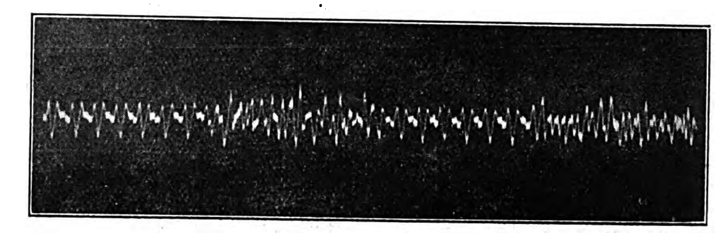


Fig. 10.

Nach Fortnahme der Spulen sieht man eine gleichmäßig gezackte Linie, und nur noch aus den Amplitudenverhältnissen kann man den Rhythmus des Senders erkennen.

Die fünfte Aufnahme (Fig. 12) zeigt die Wirkungsweise der Spulen bei einer Dynamomaschine. Um keine weiteren

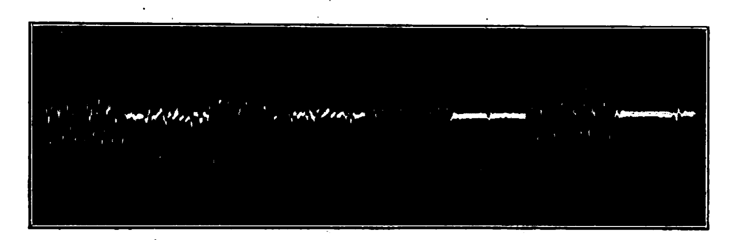


Fig. 11.

Störungen hinein zu bringen, wurde dieselbe von einem Gasmotor angetrieben. Im unbelasteten Zustand zeigt das Saitengalvanometer nichts an, erst nachdem der Generator auf einem Glühwiderstand arbeitete, traten Störungen auf. Die Photographie zeigt die Beseitigung derselben durch die Spulen.

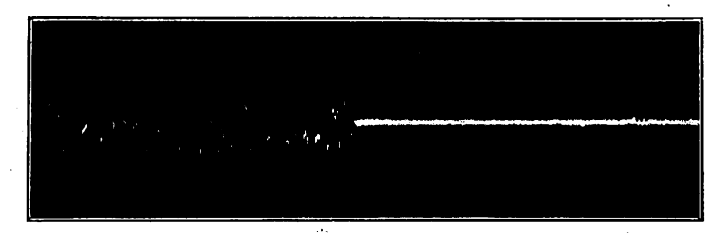


Fig. 12.

Eine zweite Dynamomaschine ließ sich durch keinerlei Mittel störungsfrei machen. Eine Isolationsmessung an ihr ergab, daß zwischen Ankerfeld und Ankergehäuse Spannungen von 10—20 Volt auftraten. Es bestand also offenbar ein Isolationsfehler.

Der Film (Fig. 6), auf den später noch zurückzukommen sein wird, ist nicht unter Verwendung eines Empfängers entstanden. Hier wurde einfach ein Teil des Ankerstroms der störenden Maschine durch das Seitengalvanometer geleitet. Man sieht, daß der fließende Strom infolge teilweiser Unterbrechungen am Kollektor und infolge Veränderung des Widerstandes unter den Bürsten periodische Schwankungen aufweist. Aus der Entfernung von der Null-Linie erkennt man, daß diese Schwankungen etwa 5 % ausmachen. Das



sind bei einem Stromverbrauch des Motors von 4 Amp. bei 440 Volt Schwankungen von nicht weniger als 10 Watt! Hierbei wurde die erlaubte Annahme gemacht, daß die Spannungsschwankungen den Stromschwankungen proportional sind. Rechnet man die Kapazität aus, die nötig ist, um derartige Stöße auszugleichen, so kommt man auf einen Wert von etwa 1,5 μF. Da die Zuschaltung eines Kondensators von dieser Größe keine Besserung des Empfangs bringt, ist hiermit der Beweis geliefert, daß die Punkte

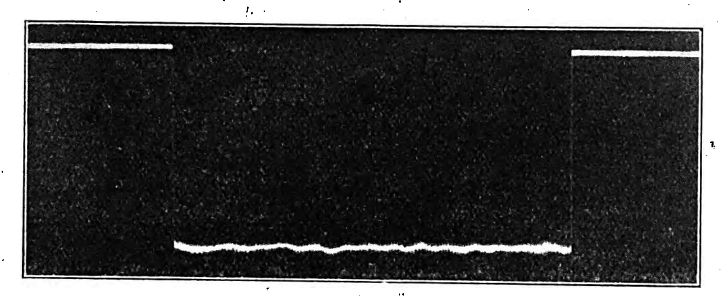


Fig. 13.

m und *n* der Fig. 2 tatsächlich nicht symmetrisch liegen und daher schaltungsmäßig nicht gefaßt werden.

Aus den angestellten Versuchen und gemachten Aufnahmen ergibt sich, daß das Entstehen von Störungen überall da möglich ist, wo Funken auftreten. Ebenso wie bei der Straßenbahn am Fahrdraht stört ein Lichtbogen am Kollektor, durch Verstellen der Bürstenbrücke künstlich erzeugt oder durch hohe Belastung der Maschine hervorgerufen, lange nicht in dem Maße wie die kleinen Fünkchen, die bei einem ordnungsgemäß arbeitenden Kommutator stets vorhanden sind.

Die Funkenbildung beim Motor hat ihre Ursache in Strom- und Spannungssprüngen, die ein jeder Kollektor, als „Umschalter" arbeitend, hervorbringen muß. Hieraus folgt die bekannte Tatsache, daß Wechselstrommaschinen ohne Kommutator nicht stören.

Ebenso wird der Quecksilberdampfgleichrichter, solange sein Lichtbogen erhalten bleibt, keine Störungen auslösen. Nur bei ungleichmäßigem Arbeiten und bei Rückzündungen können auch hier Spannungsstöße auftreten[2]). Da diese Ueberspanungen besonders den Transformatoren verhängnisvoll werden können, besteht schon auf anderer Seite höchstes Interesse, dieselben zu vermeiden. Wesentlich trägt hierzu der heute bei allen Gleichrichtern verwendete Hilfslichtbogen bei, der ein ruhiges, von der Belastung nicht abhängiges Arbeiten gewährleistet.

Es muß hier noch auf die öfters gemachte Beobachtung hingewiesen werden, daß eine Maschine scheinbar auf einer bestimmten Wellenlänge besonders stark stört. Wenn auch das Entstehen bestimmter Frequenzen durchaus nicht im Gebiet der Unmöglichkeit liegt, so handelt es sich hier in den meisten Fällen um eine Täuschung. Fast alle Empfänger sind für eine oder mehrere Wellenlängen besonders empfindlich infolge des sog. „aperiodischen" Antennenkreises oder auch wegen der Größe der Antenne selber. Aendert man dann die Antennenkopplung oder geht man an eine andere Antenne, so scheint die gleiche Maschine jetzt mit einer anderen Wellenlänge zu stören.

Ob in den störenden Maschinen sehr kurze Wellen auftreten, konnte noch nicht einwandfrei festgestellt werden. Es ist aber denkbar, daß besonders in den Ankerstäben oder in den kurzen Verbindungsstücken zwischen Kollektor und Anker Schwingungen auftreten.

Die angegebene Methode zur Störbefreiung, die sich auch auf andere, ähnlich wirkende Maschinen ausdehnen läßt, ist ebenso einfach wie betriebssicher, zwei Vorteile, die bei der praktischen Verwendung von ganz besonderer Wichtigkeit sein dürften.

Technisch-physikalisches Institut der Universität Jena.

(Eingegangen am 10. Dezember 1927.)

[2]) H. Lassen, Arch. f. Elektrotechnik, 13, S. 311, 1924.

Empfangsstörungen durch Hochfrequenzheilgeräte und ihre Beseitigung.

Von **Eberhard Goebeler**, Jena.

Bei allen Messungen mit Hochfrequenz, ebenso wie beim Empfang, treten Störungen auf, die sich in zwei große Gruppen einteilen lassen: 1. Störungen, die ihren Ursprung in dem zwischen Sender und Empfänger befindlichen Raum haben, kurz atmosphärische Störungen genannt, und 2. Störungen, die durch elektrische Apparate und Maschinen erzeugt werden.

Die ersteren sind in ihrer Natur noch nicht restlos erklärt, so daß auch die Mittel zu ihrer restlosen Beseitigung vorläufig noch nicht gefunden worden sind. Da sie nicht künstlich erzeugt werden können, ist man bei experimentellen Versuchen von der umgebenden Natur vollständig abhängig und allein auf Beobachtung zufälliger Vorgänge angewiesen.

Bedeutend übersichtlicher liegen die Verhältnisse bei der zweiten Art von Störungen, die man jederzeit selber hervorrufen kann.

Die störenden Apparate lassen sich in zwei Gruppen einteilen: 1. in solche, die andauernd auf längere Zeit hin in gleicher Stärke wirken. Zu diesen gehören die Motoren, Fahrstühle, Straßenbahnen und medizinischen Apparate. Die anderen werden gebildet durch alle Arten von Schaltern, Tasten, Kontrollern, Schützen und Relais, die nur ganz kurzzeitige Störungen verursachen.

Es ist vielfach eine Störbefreiung am Empfänger versucht worden. Die Resultate sind hier meist sehr bescheiden. Im folgenden wird auch gezeigt werden, weshalb die Aussichten hierfür sehr gering sind. Rein subjektiv, also nur für das Gehör, nicht für einen registrierenden Apparat, läßt sich aus folgenden Gründen etwas erreichen: die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres paßt sich in weitesten Grenzen dem Gehörten an, sofern es sich um reine Töne oder die uns gewohnten harmonischen Klangverbindungen handelt. Geräusche und Disharmonien werden bei relativ gleicher Lautstärke viel eher als unangenehm und störend empfunden. Hieraus ergibt sich die Regel zur Störbefreiung am Empfänger: die Verstärkung werde möglichst gering genommen und nur schwach rückgekoppelt. Weshalb die

Rahmenantenne meist keine Besserung bringt, anderseits die Antennenanlage mit der größten Sorgfalt zu errichten ist, wird weiter unten gezeigt werden.

Von den erwähnten Störern ist besonders die Straßenbahn Objekt eingehender Untersuchungen gewesen[1]). Ebenso liegen Messungen und Schaltmaßnahmen für Motore und Dynamomaschinen vor[2]).

Im folgenden werden die für kosmetische und Heilzwecke jetzt außerordentlich verbreiteten Hochfrequenzapparate, die äußerst starke Störungen verursachen, zum Gegenstand der Untersuchung gemacht.

Diese stellen ihrer Schaltung nach eine Art vereinfachten Teslatransformators dar, von dem sie sich aber in zwei Punkten unterscheiden. Erstens ist die Stoßfunkenstrecke und die Unterbrecherstelle des Speisestromkreises miteinander vereinigt. Der zweite Unterschied ist für die vorliegende Betrachtung besonders wichtig: die Kreise sind sehr eng aufgebaut, und die Kopplung ist extrem fest. Neben großer Billigkeit und sehr gedrängter Form erreicht man hierdurch eine hohe Dämpfung, die bei der Verschiedenheit der Elektroden und Behandlungsweise in allen Fällen sekundär noch eine große Spannung abzunehmen gestattet. Eine Verstimmung der Kreise ist so gut wie ausgeschlossen, was ebensoviel besagt, als daß überhaupt keine eigentliche Resonanz der Kreise vorhanden ist.

Die durch derartige Apparate im Empfänger ausgelösten Störungen machen sich noch auf Entfernungen über 500 Meter bemerkbar. In der Stadt kann von einem einzigen Heilgerät ein ganzer Häuserblock verseucht werden. Auch hier ist die Zuleitung wieder das Element, das die Impulse übermittelt. In geschlossenen Stadtteilen lassen sich der Unübersichtlichkeit wegen hierüber nur sehr schwer Versuche anstellen, da durch die elektrischen Leitungen, die Gas- und Wasseranlagen gewissermaßen ein homogenes Störungsfeld erzeugt wird. Die hier angestellten Untersuchungen wurden deshalb in villenartig bebautem Gelände gemacht. Gesendet, oder vielmehr gestört wurde in dem Hause s nach Fig. 1. der Empfänger befand sich in den verschiedenen Häusern e_1 bis e_4. Trotzdem die Entfernung der Empfänger e_1 und e_2 und e_3 nur 20, 30 und 10 Meter betrug, wurde hier s nicht gehört. Wohl aber in dem

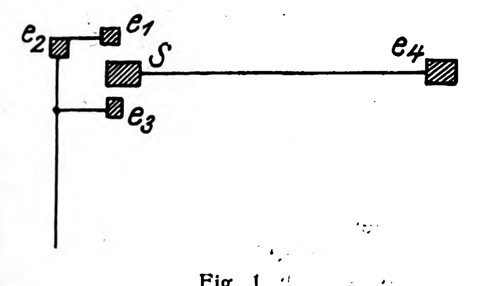


Fig. 1.

700 Meter entfernten Elektrizitätswerk e_4! Die Erklärung ist sehr einfach: die Gebäude e_1, e_2 und e_3 waren an eine von Süden kommende Kraftleitung angeschlossen, e_4 jedoch war durch eine direkte Leitung mit s verbunden. Hieraus ergibt sich ganz klar, daß die Störungen allein durch das Speisenetz übertragen werden.

Bereits vor dem Aufkommen der Hochfrequenzapparate waren die Diathermieapparate in den Kliniken und bei Aerzten schon vielfach in Gebrauch, ohne daß sie zu Störungen Anlaß gegeben hätten. Der Grund hierfür ist in der andersartigen Verwendung der schaltungsmäßig ähnlichen Apparate zu suchen. Die Diathermieapparate arbeiten mit bedeutenden Energien, die Spannungen an den Elektroden des Sekundärkreises sind jedoch nur gering. Bei den Hochfrequenzapparaten kann man Spannungen von 30 kVolt und mehr messen, die Ströme jedoch sind ganz gering. Ihrer Schaltung nach entsprechen sie einem offenen, stark strahlenden Schwingungskreis. Die Diathermieapparate hingegen sind mit einem geschlossenen Sekundärkreis ausgestattet, sie strahlen und stören daher trotz ihrer etwa hundertfachen Energie so gut wie gar nicht. Mit dem Sekundärkreis ist dann über ein Variometer der Verbraucherkreis mehr oder weniger lose gekoppelt. Auch dieser Kreis ist

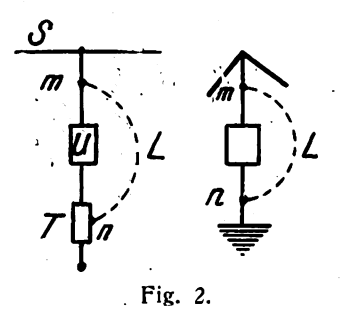


Fig. 2.

während des Betriebes geschlossen, und zwar durch den zu behandelnden Körper.

Infolge der mangelhaften Abstimmung der Hochfrequenzapparate gelingt auch hier eine Störbefreiung durch Sperr- und Kurzschlußkreise nicht. Auch zu den Eingangsklemmen parallel geschaltete Kondensatoren bleiben wirkungslos. Da die direkte Strahlung nur gering ist und bereits durch einfaches Mauerwerk abgeschirmt wird, ist eine Panzerung ebenfalls ohne Nutzen, ganz abgesehen davon, daß dieselbe wegen der bei der Behandlung freizugebenden Elektrode stets unvollständig sein wird.

Einen gewissen Erfolg kann man mit großen Drosselspulen erreichen, die ebenso wie beim Motor vor den Apparat geschaltet werden. Diese Spulen, die wieder kapazitätsfrei gewickelt sein müssen, nehmen allerdings Dimensionen an, die eine praktische Verwendung ausschließen. Außerdem bringen sie keine Störbefreiung, sondern schwächen die Störungen nur etwas.

Um auf den richtigen Weg zu kommen, muß man die Frage aufwerfen, wo hier die Spannungspunkte m und n der Fig. 2 liegen. Wenn man bedenkt, daß derartige Apparate genau so wie stark gedämpfte Sender wirken, daß sie als Antenne das Netz haben und als Gegengewicht den Teslatransformator nebst der bedienenden Person, so müssen die Störungen verschwinden, wenn man nach Fig. 2 Antenne und Gegengewicht kurzschließt. Es bedeutet hier S das Speisenetz, dessen beide Drähte wegen der großen Kapazität zu einander nicht einzeln gezeichnet sind, U den Unterbrecher und T den Teslatransformator. Daneben ist die Anordnung noch einmal schematisch gezeichnet. Jetzt verbindet man über eine Leitung L die Punkte m und n und beseitigt so die störende Hochfrequenzenergie, ohne an den Verhältnissen im eigentlichen Hochfrequenzkreise etwas zu verändern.

Da das Netz meistens einseitig geerdet ist, anderseits die Kapazität gegen Erde sehr groß ist, ist von anderer Seite der Versuch gemacht worden, Teile des Teslatransformators zu erden. Diese Anordnung ist aber lange nicht so wirksam, da hierdurch eine große Stromschleife entsteht. Den Unterschied erkennt man deutlich aus Fig. 3, wo die entsprechenden Flächen schraffiert sind.

[1]) E. Eppen: Neuere Ergebnisse in d. Beseitigung . . . ETZ 45, S. 817, 1924 und 48, S. 97, 1927.
[2]) Siehe dieses Jahrbuch 31, S. 17, 1928.



Bei der praktischen Ausführung faßt man den Punkt *n* in der Weise, daß man einen wegen der Wirbelstromgefahr nicht geschlossenen Metallring um den Teslatransformator legt. Parallel zu den schon vorhandenen Schnüren wird dann die Leitung *L* geführt und hinter dem Unterbrecher *U* mit der Stromzuführung verbunden. Um nicht gegen die V.D.E.-Vorschriften zu verstoßen, ist in diese Leitung noch ein Kondensator einzuschalten, so daß eine direkte Berührung der Netzspannung ausgeschlossen ist.

Um quantitativ zeigen zu können, in wieweit durch die

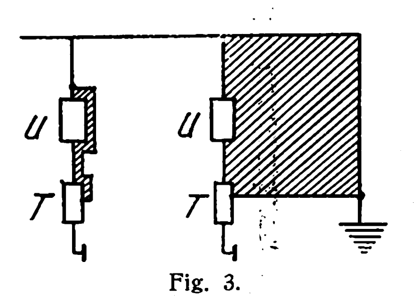
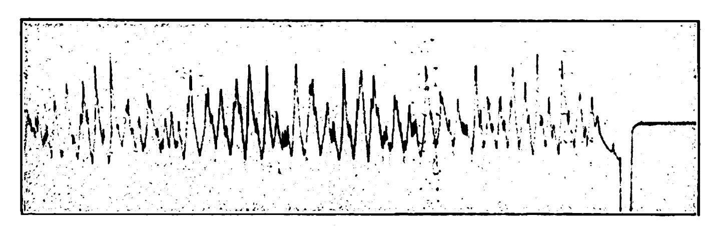


Fig. 3.

oben beschriebenen Maßnahmen eine Besserung des Empfangs möglich ist, wurden die Störungen mit einem Mehrröhrengerät aufgenommen, dessen letzte Röhre auf ein Edelmannsches Saitengalvanometer arbeitete. Da bei mehreren Aufnahmen die Amplitudenverhältnisse zwischen nichtlaufendem und laufendem Störapparat besonders wichtig waren, wurde von einer Kompensation des Gleichstromes abgesehen und die passende Empfindlichkeit des Saitengalvanometers mit einem Parallelohm einreguliert.

Sehr viele Aufnahmen mißglückten infolge plötzlichen Einsetzens nichtgewollter Störungen. Da in der Werkstatt des Hauses allein acht Motore laufen, konnte nur in den

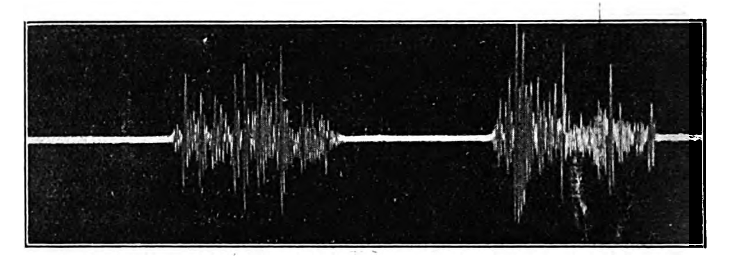

Fig. 4.

Abendstunden gearbeitet werden. Aber auch dann noch machten sich die Störgeräusche aus benachbarten Häusern oft bemerkbar. Um die atmosphärischen Störungen gering werden zu lassen, wurde mit einer nur zehn Meter langen Zimmerantenne gearbeitet.

Die Störungen durch Hochfrequenzapparate sind derartig groß, daß sie sogar mit dem wesentlich unempfindlicheren Oszillographen aufgenommen werden können. Der Filmstreifen (Fig. 4) zeigt eine derartige Aufnahme, an der man deutlich die große Unregelmäßigkeit der Unterbrechungen erkennt. Infolge der bereits erwähnten Vereinigung von Primär-Unterbrecher und Sekundär-Funkenstrecke arbeitet die Apparatur sehr unsauber. Die Einzelamplituden weichen oft über 100 % von einander ab.

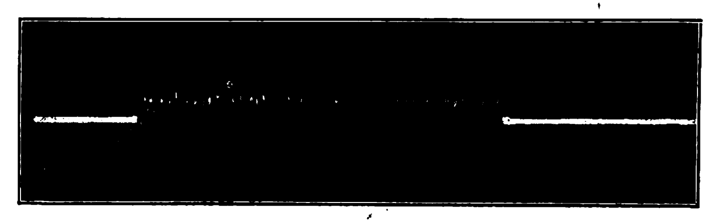
Die nächste Empfangsaufnahme (Fig. 8), die wegen der größeren Genauigkeit mit dem Saitengalvanometer gemacht wurde, zeigt das Arbeiten eines Hochfrequenzapparates abwechselnd mit und ohne Schutz. Der störende Apparat befand sich hierbei in einer Entfernung von zehn Metern vom Empfänger, die Verhältnisse waren also die denkbar ungünstigsten. Trotzdem verschwinden die Störungen beim Einschalten des Schutzes vollständig.

Die letzte Photographie (Fig. 9) ist keine Empfangsaufnahme, sie zeigt vielmehr die Vorgänge am Störsender selber. Hier wurde ein Teil des Primärstromes des Hochfrequenzapparates, wie er dem Lichtnetz entnommen wird, durch das Saitengalvanometer geschickt. Denkt man sich zu der Null-Linie die mittlere Gleichstromamplitude, so haben die Störungen im Maximum etwa den dreifachen Wert dieser Größe! Die Kurven zeigen die jeweiligen Momentanwerte, und Strom und Spannung können als proportional angenommen werden. Die hiernach auftretenden


Fig. 5.

Spannungsstöße haben demnach Werte von bis zu etwa 600 Volt! Hieraus erklärt sich die Unwirksamkeit der Drosseln bei Hochfrequenzapparaten; denn wenn es auch tatsächlich gelingen sollte, die Hochfrequenz von der Leitung durch Spulen abzuschirmen, so lassen sich derartig hohe Spannungsstöße nicht mehr mit ihrer Hilfe vernichten, so lange die Größe der Spulen und der Materialaufwand sich in erträglichen Grenzen bewegen.

Dieser Gesichtspunkt fällt bei den Hochspannungsanlagen für Röntgenapparaturen wegen der festen Montage nicht mehr ins Gewicht. Die veralteten Anordnungen mit rotierendem Quecksilberunterbrecher, die den Empfang sehr stark stören, werden fast nicht mehr verwendet. Die


Fig. 6.

neueren Apparaturen arbeiten entweder mit rotierenden Hochspannungsgleichrichtern oder mit Glühventilen, um den Gleichstrom für die Coolidgeröhre zu erzeugen. In beiden Fällen wird der Primärstrom durch Einankerumformer erzeugt, die auf der einen Seite dem Speisenetz angepaßt sind. Grundbedingung für Störungsfreiheit ist, daß dieser Umformer nicht stört. Dies kann man durch Einbau von Drosseln leicht erreichen. Die Anordnungen mit Glühventilen — es ist gleich, ob zwei oder vier verwendet werden — stören den Empfang nicht, da hier keine Funken auftreten und der Strom- sowie Spannungsverlauf stetig erfolgt.

Außerordentlich stark stören die Apparaturen mit synchron laufendem Hochspannungsgleichrichter nach Fig. 7. Hier findet zwischen dem rotierenden Kreuz und den feststehenden Kontakten ein lebhafter Funkenübergang statt. Eine kapazitiv arbeitende Schutzvorrichtung stößt schon wegen der an die Isolation zu stellenden Forderungen auf Schwierigkeiten. Durch hohe Wechselstromwiderstände, die in die Gleichstromleitung geschaltet werden, läßt sich aber eine Verminderung der Störungen erreichen. Diese werden gebildet durch eine Spule „*S*“ unmittelbar an dem

nicht an Erde liegenden Pol. Es empfiehlt sich eine Unterteilung der Spule, um ihre Kapazität herunter zu drücken. Ihr ganzer Aufbau muß den höchsten Anforderungen an völlige Betriebssicherheit genügen.

In ähnlicher Weise haben wir es bei den Hochfrequenzapparaten zum Unterschied von Motoren und Maschinen

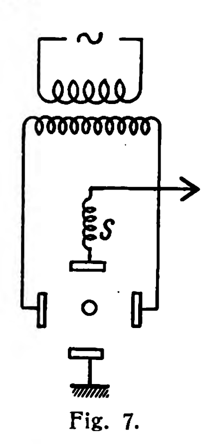


Fig. 7.

mit einem Funkenübergang zu tun, der nicht eine unvermeidliche Nebenerscheinung, sondern gewollte Betriebsbedingung ist, an der sich naturgemäß nichts ändern läßt.

Die erzeugten Impulse wandern auf die Speiseleitung hinaus, ohne daß sie wegen ihrer hohen Amplitude durch Drosseln zurückgehalten werden könnten. Sie stoßen jedes schwingungsfähige Gebilde an, das sich in ihrem Bereich befindet. Die Kopplung mit dem Empfänger dürfte vorwiegend kapazitiv sein, es sei denn, daß Behelfsantennen auf längere Strecken mit elektrischen Leitungen parallel laufen. Am meisten werden wenig gedämpfte Kreise angestoßen werden, also besonders Empfänger mit starker Rückkopplung. Durch die gedrängte Leitungsführung in geschlossenen Städten machen sich die Störungen hier verhältnismäßig ganz besonders stark bemerkbar. Behelfs- und Zimmerantennen sind sehr fest mit dem Lichtnetz gekoppelt und werden daher die Geräuche besser aufnehmen als gute Hochantennen. Auch der Rahmen kann keine Besserung bringen, so lange er inmitten von elektrischen, Gas- und Wasserleitungen seine Aufstellung hat.

Die auf den langen Wellen und auf denen des Rundfunks verursachten Störungen lassen sich nach der angegebenen Methode beseitigen. Die beschriebene Schaltung hat außer ihrer großen Einfachheit vor anderen den Vorteil, daß sie vollkommen sicher arbeitet und daß ihre Wirkungsweise auch physikalisch eindeutig erklärt werden kann.

Technisch-physikalisches Institut der Universität Jena.

(Eingegangen am 10. Dezember 1927.)

Referate.

G. Pession, Rom. „Betrachtungen über die Fortpflanzung von elektromagnetischen Wellen." Bericht auf der 23. Jahresversammlung des Italienischen Elektrotechnischen Vereins in Como, Oktober 1927. Elettrotecnica, S. 666, 1927, Heft 27.

In Punkt 1—10 gibt Verfasser eine übersichtliche Darstellung der auf diesem Gebiet bisher erschienenen neueren Arbeiten. (Prof. Uda, S. A. Levin, C. I. Young, Chireix, Eccles, Lassen, Larmor u. a.)

In Punkt 11 behandelt Verfasser seine eigenen dreijährigen praktischen Betriebserfahrungen mit Wellen von 100 m bis 30 m und kommt zu folgenden Ergebnissen:

1. Bei geringen Entfernungen verhalten sich die kurzen Wellen wie die langen und folgen in gewissen Grenzen der Formel von Austin.

2. Verringert man die Wellenlänge, ausgehend von der längsten bis herab auf ca. 15 m, so passiert die Schwächung ein Maximum für ein bestimmtes Wellenband.

3. Bei Wellen von 100 bis 15 m bewirkt der Einfluß des Sonnenlichts, daß von einer gewissen Welle nach unten ab die Tagesreichweiten größer als die Nachtreichweiten werden.

4. Bei kurzen Wellen (von 60 m abwärts) kann die Lautstärke auf weiteste Entfernungen größer sein als auf kürzere Distanzen.

5. Bei Wellen kleiner als 40 m macht sich die Erscheinung der toten Zone bemerkbar, in welcher der Empfang gleich Null oder sehr unsicher ist, während er jenseits intensiv stark bleibt.

6. In der Nähe der Grenzen der toten Zone gibt es Zonen, die starkes Fading aufweisen, während in anderen Zonen die Signale stabil sind.

7. Abgesehen von der toten Zone und den Zonen des Fadings vollzieht sich die Fortpflanzung im allgemeinen mit vollkommener Regelmäßigkeit. Die Signale sind in bestimmten Stunden, die fast ausschließlich mit der Sonnenbeleuchtung zusammenhängen, immer gleich stark, konstant und regelmäßig.

Es läßt sich behaupten, daß im Gegensatz zu dem, was sonst allgemein vertreten wird, die Konstanz ein interessantes und hervorstechendes Charakteristikum der kurzen Wellen ist.

8. Auf große Entfernung sind die Signale praktisch unabhängig vom dazwischenliegenden Terrain.

9. Mit Wellen bestimmter Länge zwischen 100 m und 15 m ist es möglich, während einiger Tagesstunden sehr große Entfernungen mit minimaler Energie zu überbrücken, beispielsweise den Atlantischen Ozean mit 2 Watt.

Auf kurze Entfernungen bei Tage, über Wasser, unter Verwendung von Vertikalantennen, erregt mit der Grundschwingung, stimmen die Beobachtungen des Verfassers überein mit jenen von Heising, Schelleng und Southworth, und die experimentell gefundenen Werte entsprechen der Austinschen Formel.

Unter obigen Voraussetzungen scheint der Koeffizient

$$e^{-\frac{0{,}0015\,D}{\sqrt{\lambda}}}$$

gut verwendbar.

Ueber Land ist die Absorption natürlich viel stärker. Die Formel von Austin verliert jede Bedeutung für Wellen unterhalb 100 m und auf große Entfernungen.

Hoyt Taylor und Hulburt finden ein Minimum der Reichweite bei 200 m Wellenlänge, was auch von vielen Radiotelegraphisten schon beobachtet wurde.

Die Tagesreichweiten in der italienischen Marine mit einem Marconi-Sender von 5 kW, der Wellen von 300 bis 1800 m ausstrahlt, stimmen gut überein mit jenen, die Taylor angegeben hat.

Ueber den Einfluß des Lichts ist zu bemerken, daß oberhalb 30 m die Reichweite nachts größer als am Tage ist,

während unterhalb der 30 m das Umgekehrte der Fall ist. Die Italo Radio Gesellschaft hat diesbezüglich interessante Kurven aus dem Europa-Argentinien-Verkehr zur Verfügung gestellt. Als Abszissen sind die Stundenzeiten, als Ordinaten die Anzahl der pro Minute einfach empfangenen Worte aufgetragen. Die Kurven stimmen überein mit den Erfahrungen des Verfassers. Letztere ergaben, daß

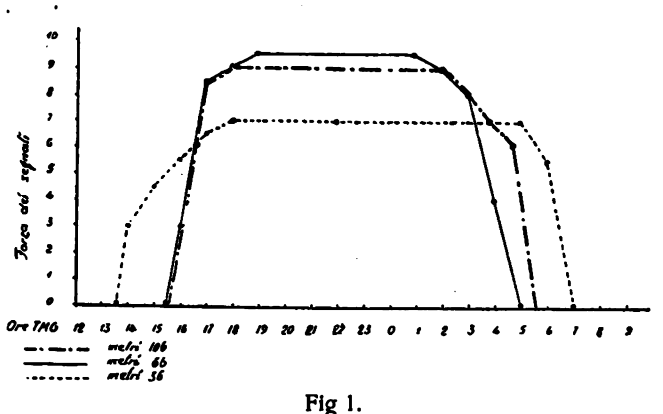


Fig 1.

mit 106 m und 80 m die Nachtreichweiten sehr viel größer waren als die bei Tage. Mit 32 m ist die Tagreichweite größer als mit obigen Wellen, aber immer noch kleiner als die Nachtreichweite.

Die Ergebnisse der italienischen Stationen im fernen Osten und in Ostafrika entsprechen für eine Welle von ca. 15 m vollkommen den Kurven der Italo Radio.

In Punkt 16 fährt der Verfasser fort, von den praktischen Erfahrungen zu sprechen, die seit 3 Jahren im täglichen Betrieb mit den Kurzwellenstationen der Königlich Italienischen Marine in Rom (Station Sao Paulo) und in den italienischen Kolonien (Station Massaua und Station Mogadiscio) gesammelt wurden.

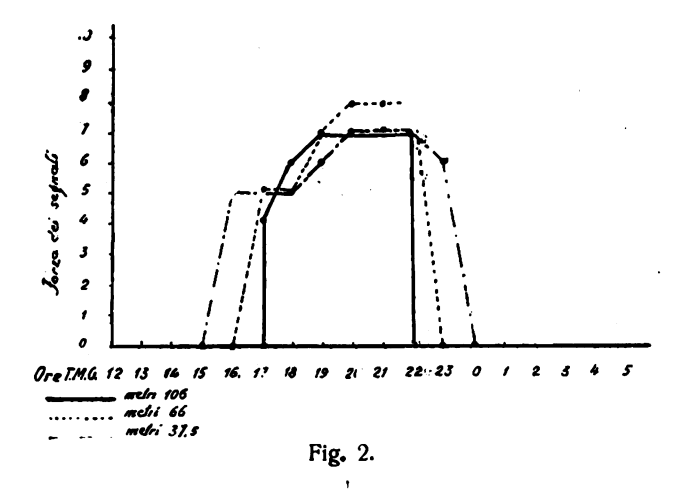


Fig. 2.

Er berichtet hierüber folgendes:

a) Die Regelmäßigkeit der kurzwelligen Signale.

In den 3 Jahren ist nicht einen Tag eine Betriebsunterbrechung aufgetreten, während mit dem Langwellensender von 100 kW die Signale große Schwankungen aufwiesen und der Dienst sich oft genug nicht durchführen ließ.

b) Die Unabhängigkeit der Signale von dem dazwischenliegenden Terrain.

Es hat sich gezeigt, daß in den Betriebsstunden kein oder ein sehr geringer Unterschied im Empfang der Signale vorhanden war, gleichgültig, ob von Rom nach Peking, nach Mogadiscio, nach Massaua oder nach Schiffen im Atlantic und im Pazifik, New York, Buenos-Aires übertragen wurden, trotzdem das dazwischenliegende Gelände so sehr verschieden ist.

c) Das Vorhandensein der toten Zone und die Tatsache, daß die Signale aus der Ferne lauter sind als die aus der Nähe.

Die tägliche Erfahrung hat gezeigt, daß in den Nachtstunden, wenn der Empfang im Mittelmeer unsicher ist, der Dienst mit den oben genannten fernen Stationen sich völlig

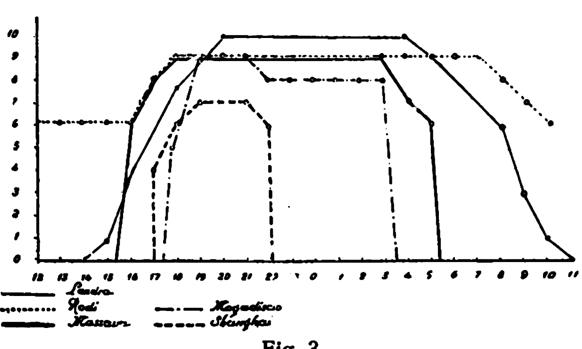


Fig. 3.

sicher aufrecht erhalten ließ. Mit der Welle 32 m beginnt der sichere Nachtempfang jenseits 2000 km und erstreckt sich bis auf 10000 km.

Der Einfluß von Wellenlänge und Sonnenlicht wird gezeigt in den Fig. 1 und 2, welche die Signalstärken mit verschiedenen Wellen auf der gleichen Entfernung darstellen, und in der Fig. 3, welche die Einwirkung der Entfernung für ein und dieselbe Wellenlänge versinnbildlicht.

Was die Winkel betrifft, so stimmen die theoretischen Werte schlecht mit den experimentellen Tatsachen überein, welche die geringe Bedeutung der Form und der Antennendimensionen des Senders auf große Entfernungen ergeben haben.

Die Winkel, welche Meißner in seinen Versuchen gebraucht hat, weichen erheblich von den berechneten Winkeln ab.

Ein Versuch, der einige Ueberraschungen hervorrief, wurde vom Verfasser in der Radiostation von Ostia aus-

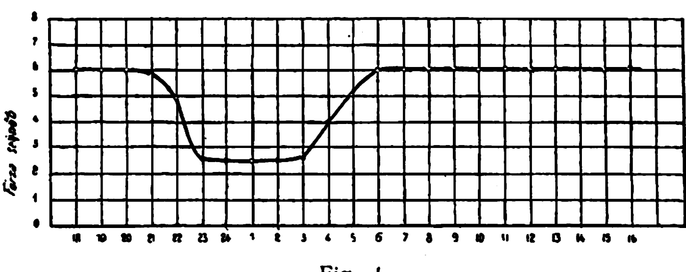


Fig. 4.

geführt, wo ein 50-Watt-Sender mit einer Welle von ca. 30 m aufgestellt ist. Die Aufnahme dieses Senders in der Radiostation Centocelle (Entfernung 25 km) und in Tempio Pausania (Entfernung 280 km) ergab eine Kurve der Empfangslautstärken, welche in Fig. 4 und 5 dargestellt ist.

Wenn man auch das Verschwinden der Signale in den Nachtstunden für den Empfang in Tempio Pausania erklären kann, so läßt sich das Abfallen der Empfangsintensität in Centocelle nicht so leicht begründen, da man auf solch kleine Entfernung den Einfluß der oberen Schichten der Atmosphäre wohl kaum in Rechnung stellen kann.

Diese Abnahme der Intensität der Signale auf kleinste Entfernungen während der Nacht ist vom Verfasser bei Wellen von ca. 30 m des öfteren beobachtet worden. In

zahlreichen Versuchen, die in Castel Porziano mit kleinen Sendern bei Sonnenuntergang ausgeführt wurden, wurde der Verkehr auf eine Entfernung von etwa 40 km schwierig, da die Signale auf der Empfangsstation die Klarheit wie in der Tageszeit verloren.

Das Eigentümliche ist, daß zur gleichen Zeit die Signale aus den entferntesten Stationen mit Wellen von der gleichen Größenordnung aufs beste empfangen wurden.

Diese Erscheinung hängt unzweifelhaft zusammen mit jener, die Mesny angegeben hat, nämlich mit der Tatsache, daß in der Nacht über Land die radiogoniometrischen Einstellungen auf kurze Entfernungen ihre Genauigkeit verlieren, während sie diese über Wasser bei gleicher Entfernung beibehalten (bei Wellen von der Größenordnung 600 m).

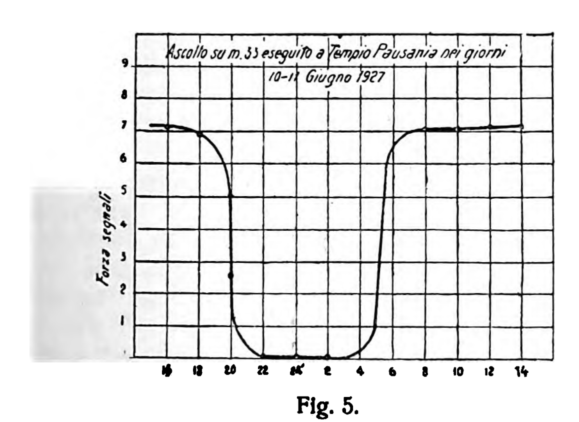


Fig. 5.

Es verdient auch hervorgehoben zu werden, daß die kurzen Wellen in gewissem Terrain sehr viel tiefer in den Boden dringen, als auf den ersten Anblick möglich erscheint.

Der Verfasser hat eine Reihe von Empfangsversuchen mit kurzen Wellen und verschiedener Tiefe in den Katakomben des S. Calisto in Rom durchgeführt.

In einer Tiefe von 4,10 m unter dem Straßenniveau mit einer Erdschicht von 3,4 m Dicke zwischen dem Empfangsplatz und dem freien Raum, in einem Punkt, der, da er durch ein wahres Labyrinth vom Eingang getrennt war, als vollkommen geschlossen betrachtet werden kann, hat sich kein Unterschied im Empfang von jenem außerhalb der Erde gezeigt.

Es wurde Rhodos (1490 km), Massaua (4000 km) mit großer Stärke empfangen.

Die Antenne war ein einfacher Horizontaldraht von 30 m Länge.

In 12,4 m Tiefe mit einer Erdschicht von 8,8 m Dicke wurde der Empfang von Massaua unlesbar, während der von Rhodos noch durchführbar war.

In 17 m Tiefe mit einer Erdschicht von 15,1 m Dicke ging auch der Empfang von Rhodos verloren, während der von Sao Paulo sich mit bemerkenswerter Stärke aufrecht erhalten ließ.

Wie man sieht, machen sich auch die kurzen Wellen, d. h. die höchsten Frequenzen, in ihrer Fortpflanzung in einer Erdschicht von nicht unbeträchtlicher Dicke bemerkbar.

Verfasser erwähnt dann einen sehr wichtigen Punkt der Versuche mit dem Meißnerschen Reflektor.

Der Reflektor war nach Buenos-Aires gerichtet und ergab eine merkbare Verbesserung der Lautstärke in dieser Richtung, aber gleichzeitig wurden die Signale in sehr verschiedenen, und sogar entgegengesetzen, Richtungen gehört, wie in Petersburg (1300 km), Java (11 000 km), Malabar (12 000 km).

Es sieht fast so aus, als ob die Energie, in den oberen Schichten angekommen, eine symmetrische Antenne anstößt, welche nach allen Richtungen strahlt. Wie kann man sonst diese Diffusion erklären?

Der Verfasser kommt dann zu den wissenschaftlichen, technischen und wirtschaftlichen Schlußfolgerungen.

Was die letzteren betrifft, so hebt er die entscheidenden Verbesserungen der Verbindungsmöglichkeiten auf große Entfernungen mit Hilfe der kurzen Wellen, besonders im Wellenband von 15—60 m, hervor.

Die selbst mit bescheidenen Mitteln erhaltenen Signale sind stark, klar und fast frei von atmosphärischen Störungen.

Während früher Schiffsstationen von 5 kW und sogar von 15 kW nur bescheidene Reichweiten hatten, ist es heute möglich, selbst kleinen Schiffstypen ½ kW-Stationen zu geben, welche mindestens für einige Tagesstunden Tausende von Meilen überbrücken. Selbst die ganz kleinen Schiffstypen, welche kürzlich nach dem fernen Osten gesandt wurden, konnten Verbindung entweder direkt oder über die Station von Peking mit dem Mutterlande aufrecht erhalten.

Verfasser bringt dann einen Vergleich zwischen dem Langwellenbetrieb und dem Kurzwellenbetrieb von Rom nach Mogadiscio. Um 8stündigen Betrieb auf die Entfernung von 6000 km aufrecht zu erhalten, war eine Station von 20 000 Meterampere mit einer Welle von 10 000 m vorgesehen. Drei Maste von je 200 m Höhe trugen eine Antenne von 0,01 Mikrofarad mit einer Antennenspannung von 74 000 Volt und einem Antennenstrom von 140 Amp. Der Mastabstand betrug 300 m, die Primärenergie 120 kW.

Heute wird dieser Dienst mit Leichtigkeit mit einer Station von 3 kW und einer Welle von 30 m mit einem Luftleiter ausgeführt, der nur aus einem einzigen Draht besteht, der auf einen Mast von 50 m Höhe aufgehängt ist.

Nach einer Tabelle vom Verfasser und von Prof. Vallauri aus dem Jahre 1923 waren für eine Entfernung von 8000—10 000 km bei Verwendung einer Welle von 20 000 m etwa 150 000 Meterampere nötig.

Diese benötigen 16 Maste von 250 m Höhe mit einem Antennenstrom von 860 Amp. und eine Spannung von 90 000 Volt und eine Energie von über 1000 kW.

Die Marconistation mit kurzen Wellen bedarf nur fünf Maste von 90 m Höhe, und die nötige Energie überschreitet alles mit inbegriffen nicht 90 kW.

Bei der oben erwähnten langwelligen Station von San Paulo ergab sich bei einer Welle von 10 750 m und ca. 100 kW folgendes:

a) Empfang im äußersten Osten äußerst selten, kein praktischer Dienst möglich.
b) Empfang in Mogadiscio nur während 2 Stunden von 24. Mittelmäßiger Dienst mit 30 Prozent Richtigstellungen.
c) Empfang in Massaua möglich in 28 Tagen des Monats 5 Stunden lang. Mäßiger Dienst mit 10 Prozent Wiederholungen.
d) Empfang auf dem Atlantic gewöhnlich gut bis zu den Azoren und den Cap Verdischen Inseln (mit Bordstationen).
e) Mittelmäßiger Empfang in Nordamerika 7—9 Stunden lang pro Tag entsprechend der Jahreszeit.

Mit der Welle von 106 m und ca. 6 kW ergab sich folgendes: Dienst möglich im Winter 3 Stunden lang mit dem fernen Osten, 10 Stunden mit Mogadiscio, 12 Stunden mit Massaua.

Im Sommer reduzieren sich diese Zeiten auf $^1/_3$.

Mit der Welle 66 m und 6 kW ergab sich: Dienst möglich mit dem fernen Osten 4½ Stunden, mit Mogadiscio 12 Stunden, mit Massaua 14 Stunden.

Im Sommer dieselbe Reduktion wie mit der Welle 106 m.

Mit der Welle 32 m und 6 kW ergab sich: Dienst möglich mit dem fernen Osten 5 Stunden, mit Mogadiscio 14 Stunden, mit Massaua 16 Stunden, mit denselben Reduktionen für die Sommerzeit wie bei den Wellen 106 m und 66 m.

Mit der Welle 34 m und 15 kW ergab sich: Dienst möglich mit dem fernen Osten 12 Stunden, mit Mogadiscio 18 Stunden, mit Massaua 20 Stunden im Winter.

Mit der Welle 32 m, das ist die Normalwelle von San Paulo, wird gute Verbindung aufrecht erhalten mit Dampfern, die im Atlantic bis New York und Buenos Aires fahren, desgleichen blieb ein Dampfer, der, von Italien ausfahrend, die Reise rund um Australien machte, ständig in Verbindung.

Im Dienst mit Massaua und Mogadiscio fanden niemals Unterbrechungen statt, und der Prozentsatz der Wiederholungen ist absolut unbedeutend: 1—2 Prozent.

Verfasser schließt mit der Versicherung, daß für einen Dienst auf große Entfernungen nur die Wellen unter 100 m von Interesse sind, während für verhältnismäßig kurze Entfernungen die mittellangen Wellen in Betracht kommen.

R. Hirsch.

C. A. Boddie. Hochfrequenz-Telephonie längs Kraftleitungen. (Telephone communication over power lines by high frequency currents.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 559—640, 1927. (Aus der Funkabteilung der Westinghouse El. und Manuf. Co.)

Die bisherigen Anlagen für Hochfrequenz-Telephonie längs Leitungen unterscheiden sich erheblich durch ihre Leistung. Auf der einen Seite stehen Anlagen mit einer Leistung von der Größenordnung eines Watts, auf der anderen solche von der Größenordnung von 250 Watt. Die letzteren sind unbedingt vorzuziehen: das Hochspannungsnetz ändert sich bei jedem Schaltvorgang, die Leistung muß also ausreichend sein, um in allen Fällen sichere Verständigung zu geben. Ferner verursacht eine Hochspannungsleitung leicht Geräusche im Telephon, z. B. durch sprühende Isolatoren. Das einzig sichere Mittel dagegen ist, das Energie-Niveau der telephonischen Uebertragung bedeutend höher als dasjenige der Geräusche zu wählen.

Ein weiterer Unterschied zwischen den verschiedenen Systemen besteht darin, daß bei den einen zwei Frequenzen, bei den anderen nur eine zur Verwendung kommt. Im letzteren Falle ist nur Wechselsprechen, im ersteren in sehr einfacher Weise auch Gegensprechen möglich. Das Gegensprechen ist aber dem Wechselsprechen vorzuziehen, auch dann, wenn durch das Sprechen — diese Methode scheint in Amerika ausgebildet worden zu sein — automatisch auf Senden, ebenso nach Beendigung des Sprechens automatisch auf Empfang geschaltet wird.

In der Arbeit ist dann eine Anlage für 250 Watt im einzelnen beschrieben, ebenso eine Anlage für ca. 30 Watt, die für verhältnismäßig kurze Kraftleitungen von nicht zu hoher Spannung bestimmt ist. Wegen der Einzelheiten muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden.

Bezüglich der Kopplung der Telephonieanlage mit den Hochspannungsleitungen werden zwei Methoden besprochen, die Kopplung durch einen Kondensator und die Antennenkopplung: an die hochfrequente Telephonanlage sind Antennendrähte angeschlossen, die parallel zu den Hochspannungsleitungen verlaufen und in ihnen hochfrequente Ströme induzieren. Dem Verfasser liegt sehr viel daran, nachzuweisen, daß der, wie es scheint, in Amerika weit verbreitete Glaube, als ob die Antennenkopplung einen geringeren Wirkungsgrad habe als die Kondensatorkopplung, unrichtig ist. Er behandelt deshalb die Antennenkopplung und ihre theoretischen Grundlagen in äußerst ausführlicher Weise und bespricht sowohl den Fall, daß das Hochfrequenzsystem auf der einen Seite geerdet, auf der anderen an die Antenne angeschlossen ist, als auch den Fall (phase to phase coupling), der in der nebenstehenden Fig. 1 dargestellt ist, in dem die beiden Pole des Hoch-

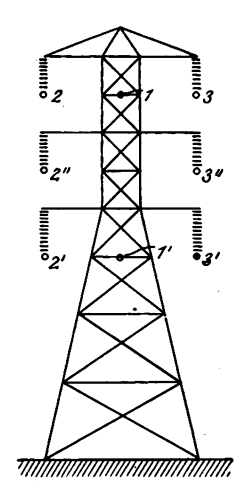


Fig. 1.

frequenzsystems mit den zwei Antennen 1, 1′ verbunden sind. Die Hochfrequenzströme, die in den oberen Hochspannungsleitungen 2 und 3 induziert werden, sind dann von entgegengesetztem Vorzeichen, wie die Hochfrequenzströme, die in den unteren Leitungen 2′ und 3′ entstehen.

Der nächste Abschnitt enthält die Theorie der Fortpflanzung von Hochfrequenzströmen längs Leitungen und Methoden, um diejenigen Konstanten von Leitungen, die für die Fortpflanzung von Hochfrequenzströmen maßgebend sind, zu berechnen und zu messen. Das letztere geschieht im wesentlichen dadurch, daß die Leitung durch einen Kondensatorkreis ersetzt und dessen Konstanten so variiert werden, daß die Wirkung dieselbe wie diejenige der Leitung ist. Eine große Anzahl von Beispielen illustrieren die Methode. Interessant ist der letzte Teil dieses Abschnittes, in dem der wirksame Hochfrequenzwiderstand von Leitungen bestimmt ist, die an beiden Enden an Erde liegen. Zieht man hier von dem gesamten gemessenen Widerstand denjenigen der eigentlichen Erdverbindung und den Ohmschen Widerstand der Leitungen ab, so erhält man den Widerstand, der dem Energieverbrauch der im Erdboden induzierten Ströme

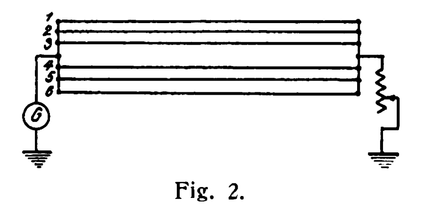


Fig. 2.

entspricht. Es zeigt sich einmal, daß dieser Widerstand bei Hochfrequenz ganz verschieden ist von demjenigen bei Niederfrequenz, dann aber auch, daß er sehr davon abhängt, ob für die Fortpflanzung der Hochfrequenzströme nur eine oder mehrere Hochspannungsleitungen benützt werden. Fig. 2 stellt z. B. den Fall dar, daß alle 6 Hochspannungs-

leitungen zur Fortleitung der Hochfrequenzströme dienen. Diese Untersuchungen sind vielleicht auch deshalb von Wert, weil auch bei Schaltvorgängen und Blitzstörungen mit der Fortpflanzung von Hochfrequentzströmen längs der Hochspannungsleitungen zu rechnen ist. J. Zenneck.

Erfolgreicher Probebetrieb der drahtlosen Spiegelstation für den Indien-Betrieb. El. **99,** 287, 1927.

In diesem Jahrbuch **30,** S. 198, 1927 ist über die drahtlose Spiegelstation berichtet, die die Marconi-Gesellschaft in Grimsby und Skegness für den Schnellbetrieb mit Indien gebaut hat. Nach einer Mitteilung der Marconi-Gesellschaft an die Presse haben diese Stationen einen Probebetrieb von 7 Tagen erfolgreich bestanden und sind von der Postbehörde vorläufig übernommen worden. Damit ist das System von Spiegelstationen, das Großbritannien mit Kanada, Australien, Südafrika und Indien nach einem Regierungsbeschluß von 1923 verbinden sollte, abgeschlossen.

Vertraglich sollte der Verkehr mit Indien während durchschnittlich 12 Stunden am Tag gleichzeitig senden und empfangen können mit einer Geschwindigkeit von 100 Worten/Minute. Während des Probebetriebs wurde im Mittel eine Geschwindigkeit von 130—150 Worten/Minute während 18 bis 21 Stunden des Tages erzielt. Die Tatsache, daß die Stationen stundenlang während der Monsun-Periode ihren Schnellbetrieb aufrecht erhalten konnten, zeigt auch die weitgehende Freiheit von atmosphärischen Störungen, die man durch die Spiegel an den Empfangsstationen erreicht.

Es wurde versucht, die Spiegelstationen gleichzeitig mit dem Schnelltelegraphie-Betrieb auch für Telephonie zu benützen. Das Ergebnis war ein so gutes, daß voraussichtlich vor Ende nächsten Jahres auch der Telephonbetrieb eröffnet werden kann.

Die Wellenlängen für den Verkehr von England nach Indien sind 16,216 und 34,165 m, und von Indien nach England 16,286 und 34,483 m.

Dem Bericht sind Photographien der Empfangsstationen in Dhond und der 5 Sendemasten von Kirkee, beide in Indien, beigegeben. J. Zenneck.

R. L. Smith-Rose und **R. H. Barfield.** Fortsetzung der Messungen über Wellen, die von der oberen Atmosphäre zurückkommen. (Further measurements on wireless waves received from the upper atmosphere.) Proc. Roy. Soc., A, **116,** 682—93, 1927.

Die Arbeit ist eine Fortsetzung der früheren Veröffentlichungen derselben Verfasser in den Proc. Roy. Soc. **107,** 587, 1925 und **110,** 580 ff., 1926 (ref. ds. Jahrb. **28,** 26—30, 1927). In der Arbeit von Band **110** sind die Meßmethoden, die auch in der neuen Arbeit verwendet werden, ausführlich auseinander gesetzt.

Zweck der neuen Messungen ist die Bestimmung der Richtung und der relativen Intensität des elektrischen und magnetischen Feldes der Wellen, die an der Erdoberfläche von einer entfernten Station empfangen werden. Während die früheren Versuche sich nur auf die Sendestation Bournemouth (79 Meilen von der Empfangsstation) bezogen, sind sie jetzt auf Newcastle (245 Meilen), London (18 Meilen) und Birmingham (88 Meilen) ausgedehnt worden. Die verschiedenen Messungen für dieselbe Station wurden gleichzeitig während 5 Minuten gemacht und alle halbe Stunden 4 Stunden lang wiederholt. Dasselbe Programm wurde dann verschiedene Male für jede der Stationen durchgeführt. Aus diesen Messungen kann die äquivalente Höhe h der „reflektierenden" Schicht und ebenso der Reflexionskoeffizient ϱ (Verhältnis der elektrischen Feldstärke nach der Zurückkrümmung aus der ionisierten Schicht zu derjenigen beim Auftreffen auf diese Schicht) ermittelt werden. Das Resultat war folgendes:

Bournemouth: $\lambda = 386$ m, $h = 84$ km, $\varrho = 0{,}11$,
Birmingham: $\lambda = 479$ m, $h = 101$ km, $\varrho = 0{,}17$,
Newcastle: $\lambda = 410$ m, $h = 105$ km, $\varrho = 0{,}14$.

Ein Vergleich der Messungen, die mit dem Sender von Bournemouth im Sommer und Herbst 1926 gemacht wurden, ergibt folgendes:

Datum der Messung	Vertikal polarisierte Welle		horizontal polarisierte Welle	
	Einfallswinkel im Mittel	mittlere Intensität	Einfallswinkel im Mittel	mittlere Intensität
18. und 25. Juni 1926	21°	0,7	29°	0,8
24. Sept. u. 29. Okt. 1926	40°	0,35	33°	0,7

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Konstanthaltung des Stromes in Hochfrequenzkreisen.

D.R.P. 452 660, Klasse 21a[4], Gruppe 1, pat. vom 25. März 1925, ausgegeben am 19. November 1927.

Zur Konstanthaltung des Stromes in Hochfrequenzkreisen bei Aenderungen der Periodenzahl, der Eigenfrequenz des Schwingungskreises usw. soll in dem zu regulierenden Stromkreis ein Variometer eingeschaltet sein, und die eine Spule gegenüber der festen Spule frei beweglich so angeordnet werden, daß diese Spule unter der Kraftwirkung des Stromes ihre Lage und damit die Selbstinduktion ändert, so daß die ursprüngliche Stromstärke erhalten bleibt.

Induktive Kopplung von Hochfrequenzkreisen.

D.R.P. 452 814, Klasse 21a[4], Gruppe 1, pat. vom 7. Juni 1925, ausgegeben am 21. November 1927.

Zur Vermeidung von Kopplungsschwingungen und unerwünschten Störschwingungen bei Kopplungen von Hochfrequenzkreisen müssen diese gewöhnlich so lose gekoppelt sein, daß eine verringerte Energie-Uebertragung eintritt. Erfindungsgemäß soll eine feste Kopplung mit den Vorteilen verringerter Dämpfung dadurch erzielt werden, daß parallel zu der Kopplungsspule des Sekundärkreises, der die Energie aus einem anderen Schwingungskreis erhält, eine

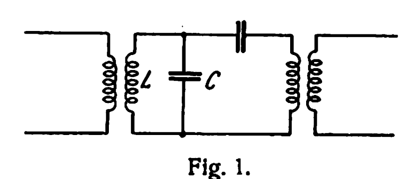


Fig. 1.

Kapazität geschaltet wird, die mit der Kopplungsspule einen Kreis bildet, dessen Eigenfrequenz gegenüber der Nutzfrequenz wesentlich verstimmt ist. Voraussetzung hierbei

ist, daß nur ein Teil der Selbstinduktion zur Kopplung benutzt wird. Eine einfache Anordnung dieser Art zeigt Fig. 1. In dem Zwischenkreis ist parallel zu der Kopplungsspule L der Kondensator C geschaltet.

Frequenz-Vervielfachung.

D.R.P. 452 092, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Dornig), pat. vom 30. November 1922, ausgegeben am 3. November 1927. — Brit. Pat. 207 781, Franz. Pat. 566 555, Oesterr. Pat. 97 852, Schweiz. Pat. 105 110.

Zur Unterdrückung unerwünschter Neben- oder Oberwellen soll zwischen dem Sekundärakreis S (Fig. 2) des

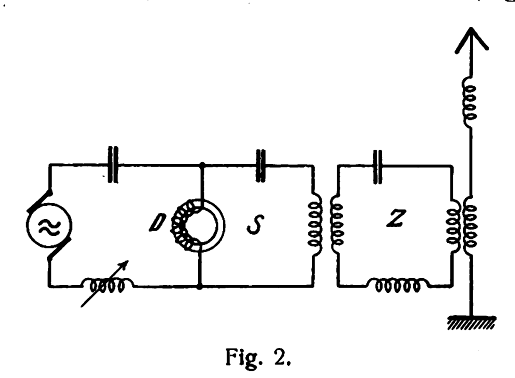


Fig. 2.

Frequenz-Vervielfachungs-Transformators und der Antenne ein Zwischenkreis Z eingeschaltet sein, der auf die Antennenfrequenz abgestimmt ist.

Frequenz-Transformator.

D.R.P. 451 908, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Telefunken), pat. vom 13. Januar 1922, ausgegeben am 7. November 1927.

Bei Verwendung gesättigter Eisendrosseln ohne überlagerten Gleichstrom entstehen im allgemeinen nur ungerade vielfache Harmonische der Grundfrequenz. Erfindungsgemäß soll bei einer solchen Anlage, wie sie z. B.

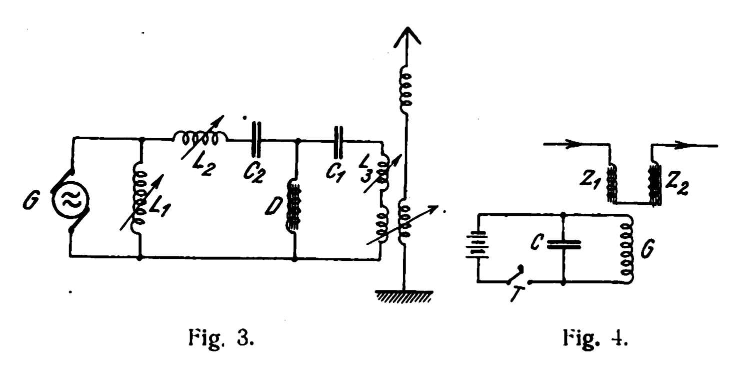


Fig. 3. Fig. 4.

die Fig. 3 zeigt, auch die Erzeugung gerader und quasiharmonischer (bruchzählige) Harmonischen dadurch ermöglicht werden, daß die Abstimmittel bzw. Ohmschen

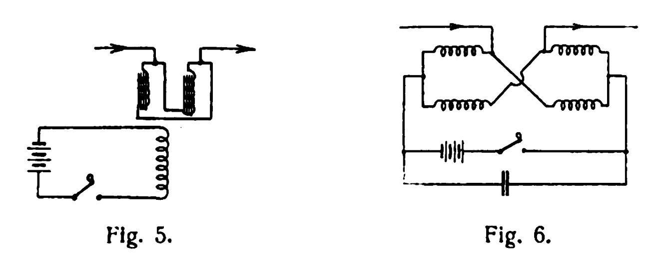


Fig. 5. Fig. 6.

Widerstände und die Kopplungen in ganz bestimmter Weise gewählt werden. Das Anlassen einer solchen Anlage kann u. a. auch dadurch erfolgen, daß für kurze Zeit eine Gleichstromhilfserregung verwendet wird. Um in diesem Falle in der Gleichstromhilfswicklung keine großen Spannungen zu induzieren, wird zweckmäßig die Wechselstromwicklung auf zwei gleiche Eisenkörper Z^1 und Z^2 (Fig. 4) verteilt. Zur Aufnahme der beim Oeffnen der Anlaßtaste T sich bildenden Ausgleichströme wird zweckmäßig parallel zur Gleichstromwicklung G ein Kondensator C geschaltet. Dieser Kondensator kann fehlen, wenn die beiden Wechselstromwicklungen parallel geschaltet sind, wie dies die Fig. 5 zeigt. Eine besondere Gleichstromwicklung kann schließlich erspart werden, wenn man einen Frequenzwandler in Rhombus-Schaltung verwendet, wie dies die Fig. 6 zeigt.

Fremdgesteuerter Röhrensender.

Brit. Pat. 277 712 (Telefunken 20. September 1926), veröffentlicht am 9. November 1927.

Bei fremdgesteuerten Röhrensendern verwendet man zur Steuerung der Hauptröhre häufig höhere Harmonische des Steuersenders, um möglichst kurze Wellen zu erzielen. Erfindungsgemäß soll bei derartigen Einrichtungen das Auftreten der Grundfrequenz im Anodenkreis der Hauptröhre

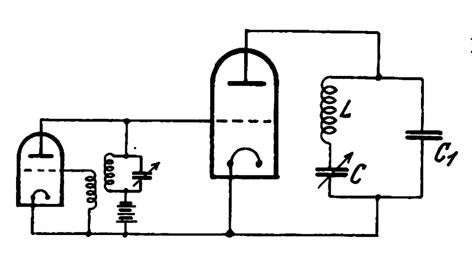


Fig. 7.

und damit die Rückkopplung auf den Steuersender verringert werden. Dies wird bei der in Fig. 7 dargestellten Anordnung dadurch erzielt, daß im Anodenkreis zwischen Anode und Kathode eine Serienschaltung von Selbstinduktion L und Kapazität C liegt, die auf die Grundfrequenz des Steuersenders abgestimmt ist. Die Selbstinduktion L und der Kondensator C bilden zusammen mit einer weiteren Kapazität C_1 den auf die höhere Harmonische abgestimmten Schwingungkreis.

Piezo-gesteuerter Röhrensender.

D.R.P. 452 343, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), pat. vom 6. März 1926, ausgegeben am 19. November 1927.

Bei der piezo-elektrischen Steuerung von Röhrensendern wird der Kristall gewöhnlich zwischen Gitter und Kathode

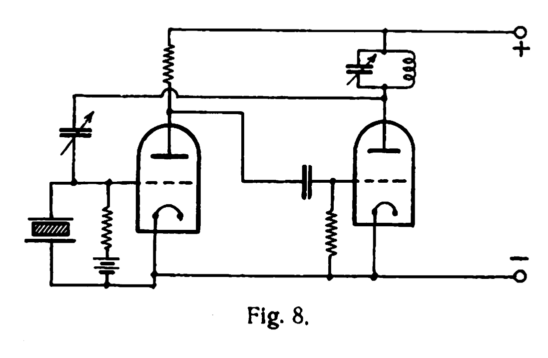


Fig. 8.

geschaltet. Die Selbsterregung tritt bei dieser Schaltung auf, wenn der resultierende Widerstand zwischen Gitter und Kathode induktiv ist. Man schaltet daher parallel zum Kristall eine Drossel. Die Anordnung hat bezüglich der Konstanz der Frequenz Nachteile. Erfindungsgemäß soll eine Schaltung verwendet werden, bei der zwei oder

mehrere Röhren in Serie geschaltet sind, und der Gitterkreis der ersten Röhre, mit welcher der Kristall verbunden ist, durch einen Kondensator mit dem Anodenkreis der folgenden Röhre verbunden wird. Durch diese Anordnung wird die Selbsterregung auch dann erzielt, wenn der Gitterkreis der ersten Röhre einen resultierenden kapazitiven Widerstand besitzt. Eine einfache Anordnung dieser Art zeigt Fig. 8.

Piezo-gesteuerter Röhrensender.

Amer. Pat. 1 628 009 (Taylor, 20. September 1926), pat. vom 10. Mai 1927; Brit. Pat. 277 641.

Bei der in Fig. 9 wiedergegebenen Röhrensender-Schaltung ist ein piezo-gesteuerter Steuersender S und eine Energieröhre E vorhanden. Die Tastung erfolgt im Gitter-

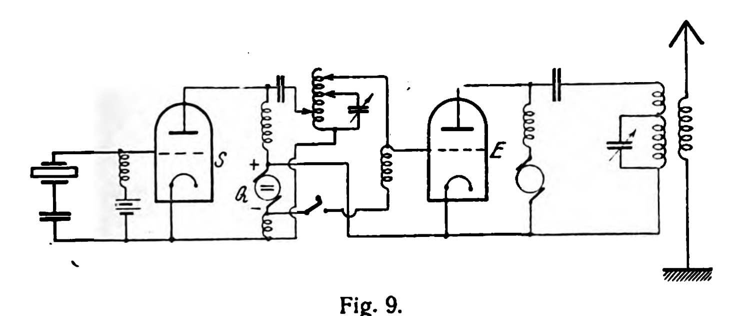


Fig. 9.

kreis der Energieröhre. Die Gittervorspannung für die Energieröhre wird durch den Anodenstrom der Steuerröhre gewonnen. Zu diesem Zweck ist die positive Seite der Anodenstromquelle Q des Steuersenders mit der Kathode der Hauptröhre verbunden, während die negative Seite über eine Drossel mit dem Gitter verbunden ist.

Befestigung von Piezokristallen.

Brit. Pat. 277 330 (Westinghouse, 13. September 1926), veröffentlicht am 2. November 1927.

Die Eigenfrequenz von Piezokristallen wird durch Druckänderungen der Elektroden infolge von Temperaturänderungen erheblich beeinflußt. Um diese Druckänderungen möglichst zu beseitigen, sollen die Elektroden so befestigt sein, daß bei Ausdehnung der Montageplatte keine Druckände-

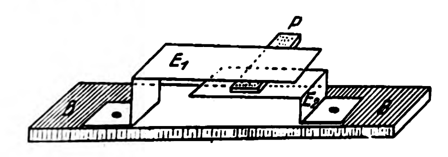


Fig. 10.

rungen entstehen. Bei einer in Fig. 10 wiedergegebenen Ausführung wird dies z. B. dadurch erreicht, daß beide Elektroden E_1 und E_2 auf einer gemeinsamen Platte B so befestigt sind, daß bei Ausdehnung der Grundplatte eine seitliche Verschiebung der Elektroden möglich ist. Der Piezokristall P liegt zwischen beiden Elektroden.

Fremdgesteuerter Röhrensender für kurze Wellen.

D.R.P. 452 220, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Telefunken), pat. vom 30. 8. 1924, ausgegeben am 8. November 1927.

Bei der Erzeugung kurzer Wellen wird zur Erzielung einer besonders hohen Wellenkonstanz die Fremdsteuerung verwendet. Um eine möglichst hohe Wellenkonstanz zu erzielen, soll erfindungsgemäß für den Steuersender eine Röhre verwendet werden, deren Arbeitskennlinie im Gebiet negativer Gitterspannungen verläuft. Es ist bekannt, daß ein solcher Steuersender von der Anoden- und Heizspannung weitgehend unabhängig ist.

Lastausgleich beim Tasten.

D.R.P. 452 221, Klasse 21a[4], Gruppe 16 (Telefunken), pat. vom 25. November 1925, ausgegeben am 9. November 1927.

Um den Generator beim Tasten konstant zu belasten, werden Belastungszweige verwendet, die die Energie während der Tastpausen aufnehmen. Bei den bekannten Einrichtungen dieser Art kann das Tasten nicht mit ge-

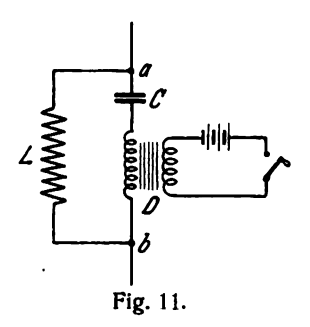


Fig. 11.

wünschter Geschwindigkeit erfolgen. Erfindungsgemäß soll der Belastungszweig L (Fig. 11) mit 2 Punkten a und b der Anlage verbunden werden, die beim Tasten äquipotential sind. Dies kann z. B. dadurch geschehen, daß in Reihe mit der Tastdrossel D ein Kondensator C geschaltet ist.

Schaltung für Doppelgitterröhren.

D.R.P. 452 167, Klasse 21a[4], Gruppe 29 (Siemens & Halske), pat. vom 26. Juni 1926, ausgegeben am 4. November 1927.

Zur Vereinfachung der Schaltung bei Doppelgitterröhren und zur Vermeidung größerer Hilfsbatterien im Steuer-

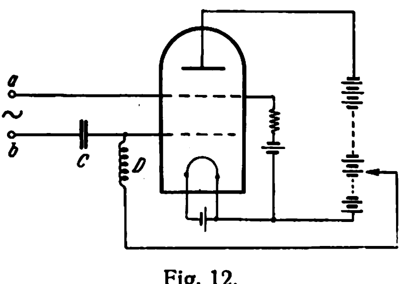


Fig. 12.

gitterkreis wird erfindungsgemäß die Steuerspannung an den Klemmen a und b (Fig. 12) zwischen Raumgitter und Steuergitter angelegt. Vor dem Raumladegitter liegt ein Kondensator C, um die Vorspannung des Raumgitters vom Steuergitter fernzuhalten.

Richtantenne.

D.R.P. 452 664, Klasse 21a[4], Gruppe 46, pat. vom 16. September 1926, Unions-Priorität vom 17. Oktober 1925, ausgegeben am 19. November 1927, identisch mit Brit. Pat. 263 943.

Die Erfindung betrifft eine Richtantenne, die aus mehreren Einzelantennen besteht, in denen die Strahlung jeder abwechselnden halben Wellenlänge unterdrückt ist. (D.R.P. 427 599.) Erfindungsgemäß sollen die Einzelantennen so miteinander gekoppelt sein, daß die Ströme in jeder der Antennen in den anderen Antennen Ströme gleicher Frequenz und Phase hervorrufen. (Vgl. das ausführliche Referat in Band **29**, Heft 5, Seite 169.)

Beseitigung von Peilfehlern.

Brit. Pat. 278 753 (Nederland. Tel. Maatschappij Radio Holland, 7. Oktober 1926), veröffentlicht am 30. November 1927.

Zur Beseitigung der Peilfehler infolge der Eisenmassen auf Schiffen u. dgl. wird ein Rahmen R (Fig. 13) mit ein oder mehreren Windungen fest so aufgestellt, daß er die

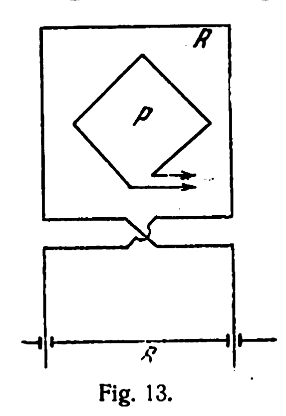


Fig. 13.

Peilantenne P umgibt. Die Windungen des Rahmens R sind gekreuzt und die Ausdehnung kann durch eine verschiebbare Brücke B eingestellt werden, so daß durch den Rahmen R ein Feld hervorgerufen wird, das dem Störfeld gleich, aber entgegengesetzt ist.

Beseitigung von Peilfehlern.

D.R.P. 452 665, Klasse 21a^4, Gruppe 48 (Radio-Corporation), pat. vom 1. April 1926; Unions-Priorität vom 18. November 1925, ausgegeben am 15. November 1927.

Zur Beseitigung von Peilfehlern infolge der Metallmassen auf Schiffen verwendet man Hilfsantennen. Erfindungsgemäß soll die Hilfsantenne aus einem Abschirm-Rahmen bestehen, der einen Peilrahmen umschließt. Der Abschirmrahmen soll zur Beseitigung der Peilfehler in geeigneter Richtung eingestellt und mit dem Peilrahmen passend gekoppelt werden.

Messung von Widerständen.

D.R.P. 452 175, Klasse 21e, Gruppe 27 (Loewe), pat. vom 28. 6. 1924, ausgegeben am 7. November 1927.

Zur Messung hoher Widerstände verwendet man vielfach Röhren. Bei den bekannten Einrichtungen dieser Art wird gewöhnlich der Widerstand zwischen Gitter und Kathode geschaltet. Hierbei arbeitet man in dem unteren gekrümmten Teil der Kennlinie. Erfindungsgemäß soll die Widerstandsbestimmung dadurch erfolgen, daß der zu messende Widerstand zwischen Gitter und Anode ein-

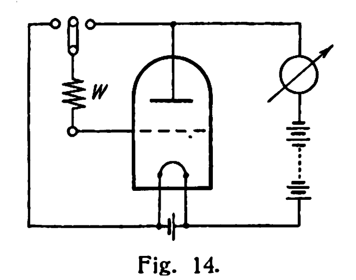


Fig. 14.

geschaltet wird. Bei dieser Anordnung arbeitet man auf dem geradlinigen, steilen Teil der Charakteristik, so daß eine höhere Empfindlichkeit und ein größerer Meßbereich zur Verfügung steht. Die Messung kann auch in der Weise erfolgen, daß der zu messende Widerstand nacheinander zwischen Gitter und Anode oder Gitter und Kathode eingeschaltet wird. Eine solche Anordnung zeigt Fig. 14.

Röhre mit Metallwandung.

D.R.P. 452 346, Klasse 21g, Gruppe 13 (Philips Gloeilampen Fabriken), pat. vom 16. Dezember 1922; Unions-Priorität vom 15. September 1922, ausgegeben am 12. November 1927.

Bei Röhren, deren Außenwandung teilweise aus Metall besteht, soll erfindungsgemäß der metallische Teil aus Chromeisen bestehen, dessen Zusammensetzungen derart sind, daß seine Wärmeausdehnung wenig von der des Glases abweicht.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabe-tag	Inhalt
436 381	21a^4/66	27. 10. 27	Kurzwellenantenne
451 429	21a^2/1	27. 10. 27	Lautsprechersystem
451 490	21a^2/19	27. 10. 27	Mikrotelephon
*451 548	21g/13	29. 10. 27	Herstellung von Glühkathoden
451 600	21a^5/5	1. 11. 27	Elektrometer
451 662	21a^2/38	3. 11. 27	Aufnahme und Wiedergabe von Schallschwingungen
451 664	21a^4/46	3. 11. 27	Mehrfach-Richtantenne
451 745	21a^2/1	31. 10. 27	Fernhörer
451 751	21c/63	1. 11. 27	Frequenzregler für Maschinen
451 798	21d^2/55	28. 10. 27	Drosselspule mit Einsenkern
451 861	21a^4/49	4. 11. 27	Mehrfachtelegraphie
451 862	21a^4/72	3. 11. 27	Kurz-Langschalter
*451 908	21a^4/6	7. 11. 27	Frequenzwandler
451 910	21g/12	1. 11. 27	Drossel für Glimmlampen-Gleichrichter
451 931	21a^4/75	3. 11. 27	Lampe mit eingebauter Empfangsanlage
*452 092	21a^4/6	3. 11. 27	Frequenz-Vervielfachung
452 126	21a^1/32	7. 11. 27	Bildübertragung
452 166	21a^1/7	10. 11. 27	Widerstandsverstärker
*452 167	21a^4/29	4. 11. 27	Schaltung für Doppelgitterröhren
*452 175	21a/27	7. 11. 27	Messung von Widerständen
*452 220	21a^4/9	8. 11. 27	Kurzwellen-Röhrensender
*452 221	21a^4/16	9. 11. 27	Tasteinrichtung
452 224	21a/11	8. 11. 27	Aufzeichnung elektr. Vorgänge durch chem. Wirkung
452 273	21a^4/67	8. 11. 27	Ausgleichskondensator
*452 343	21a^4/8	19. 11. 27	Piezogesteuerter Röhrensender
*452 346	21g/13	12. 11. 27	Röhre mit Metallwand
452 351	21a^4/22	10. 11. 27	Siebkette zum störungsfreien Empfang
452 445	21a^1/32	11. 11. 27	Bildübertragung
452 446	21a^1/32	11. 11. 27	Bildübertragung
452 495	21g/31	14. 11. 27	Kettenleiter
452 622	21g/13	17. 11. 27	Entgasen von Röhren
*452 660	21a^4/1	19. 11. 27	Konstanthaltung des Stromes
452 661	21a^4/1	15. 11. 27	Beseitigung von Störwellen
452 662	21a^4/1	18. 11. 27	Unterdrückung von Störschwingungen
452 663	21a^4/3	15. 11. 27	Funkenstrecke
*452 664	21a^4/46	19. 11. 27	Richtantenne
*452 665	21a^4/48	15. 11. 27	Peilanlage
452 707	21a^4/14	18. 11. 27	Empfang bei Einseitenmodulation
452 751	21f/40	18. 11. 27	Festkitten von Röhren
*452 814	21a^4/1	21. 11. 27	Induktive Kopplung von Hochfrequenzkreisen
452 865	21f/34	21. 11. 27	Herstellung von Wolframfäden
452 909	21a^4/29	23. 11. 27	Hochfrequenzverstärker mit Eisentransformatoren
452 935	21a^4/1	23. 11. 27	Verminderung der Verluste bei Hochfrequenzgeneratoren
452 961	21a^2/11	25. 11. 27	Resonanzfreie Membran
452 997	21a^2/19	29. 11. 27	Mikrotelephon.

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Herstellung von Glühkathoden.

D.R.P. 451 548, Klasse 21g, Gruppe 13 (Bullimore), pat. vom 29. Oktober 1924; Unions-Priorität vom 12. November 1923, ausgegeben am 29. Oktober 1927.



Zur Aufbringung der Oxyde auf einen Kerndraht soll erfindungsgemäß der Kerndraht zunächst durch ein Bad geführt werden, das ihn mit Zelluloid überzieht. Durch ein geeignetes Lösungsmittel (Amyl-Acetat), dem Barium- oder Strontiumoxyde zugesetzt sind, wird die Zelluloidhülle klebrig gemacht, so daß das Oxyd anhaftet. Danach wird das Lösungsmittel ausgetrieben und das Zelluloid ausgebrannt.

Bücher.

Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

Hochfrequenztechnik.

Die Elektronenröhre. Ihre Theorie und ihre praktische Anwendung in Empfangs- und Verstärkerschaltungen. (Die Radioreihe, Band 24.) Von Albrecht Forstmann und Dr. Ernst Schramm. Mit einem Geleitwort von Eugen Reisz. 239 S. mit 197 Abb., 8°. Verlag Richard Carl Schmidt & Co. Berlin 1927. Geb. Gzl. Mk. 9.50.

Transformatoren-Verstärker. (Die Radioreihe, Band 22.) Von Dr. Ludwig Müller und Manfred v. Ardenne. 137 S. mit 66 Abb., 8°. Verlag Richard Carl Schmidt & Co. Berlin 1927. Geb. Gzl. Mk. 4.—.

Les Lampes à plusieur électrodes et leur applications en radiotechnique. Von J. Groszkowski. (Aus dem Polnischen übersetzt von G. Teyssier. Mit einer Vorrede von R. Mesny.) 350 S. mit 207 Abb., 8°. Verlag Etienne Chiron. Paris 1927. Geh. Francs 40.—.

Les ondes électriques courtes. Von René Mesny (Professeur d'Hydrographie de la Marine). (Recueil des Conférences-Rapports de documentation sur la Physique, Vol. 12, Sér. 2.) 163 S. mit 67 Abb. Les Presses Universitaires de France. Paris 1927. Geb. Francs 30.—.

Rundfunk.

Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs. Herausgegeben von Prof. Dr. ing. e. h., Dr. K. W. Wagner. VIII u. 418 S. mit 253 Abb., 8°. Julius Springer, Berlin 1927. Geb. Mk. 25.—.

Rundfunktechnisches Handbuch II. Teil. Die physikalischen Grundlagen, die Konstruktion und die Schaltung von Spezialempfängern für den Rundfunk. Von Professor Dr. Heinrich Wigge. XIV und 317 S. mit 416 Abb., 8°. M. Krayn, Berlin 1927. Geb. Mk. 12.—.

Normung im Rundfunk. Von Eduard Rhein. Herausgegeben im Auftrage des Deutschen Normenausschusses (D. I. N.) mit einem Geleitwort von Prof. Dr. G. Leithäuser. 132 S. mit zahlreichen Abb. u. Tabellen, Format A 5. Beuth-Verlag. Berlin 1927. Brosch. Mk. 3.—.

Netzanschlußgeräte. Eine Anleitung für den Bau und Gebrauch. (Franckh's „Radio für Alle"-Bücher.) Von Dr. Eugen Nesper. Zweite vermehrte und verbesserte Auflage. 123 S. mit 76 Abb., kl. 8°. Franckh'sche Verlagshandlung. Stuttgart 1927. Brosch. Mk. 4.80.

Lichtnetzempfänger. (Netzanschlußempfänger.) (Monographien der Funkindustrie, Bd. II.) Von Dr. Eugen Nesper. 148 S. mit 84 Abb., kl. 8°. Union Deutsche Verlagsgesellschaft, Berlin 1927. Brosch. Mk. 3.50. Geb. Hbl. Mk. 4.80.

Netzanschlußgeräte. Bauanleitung für Gleich- und Wechselstromanschlußgeräte. (Sonderdruck des „Funk".) Von Ing. Hans Reppisch. 23 S. mit 49 Abb., 4°. Weidmannsche Buchhandlung. Berlin 1927. Geh. Mk. 1.50.

Radio für den Selbstbau. 10 erprobte und bewährte Schaltungen von 1—5 Röhren. Dritte, wesentlich erweiterte und verbesserte Auflage. Von Fr. Willy Frerk. 51 S. mit zahlreichen Abb., 8°. Verlag Guido Hackebeil A.-G. Berlin 1927. Geh. Mk. 1.—.

Funk-Verkehr.

Der deutsche Funkverkehr 1927. Hrgg. im Auftrage des Reichspostministeriums. 402 S. mit Abb. u. Tabellen u. einem Anhang von 64 S. Weidmannsche Buchhandlung. Berlin 1927. Geb. Gzl. Mk. 4.—.

Funk-Peilung.

Wireless Direction Finding and Directional Reception. Von R. Keen. 2. Auflage. 490 S. mit 329 Abb., 8°. Iliffe u. Sons. London 1927. Preis 21 $.

Navigational Wireless. Von S. H. Long D. Sc., M. I. E. E. XI und 164 S. mit 162 Abb., 8°. Chapman u. Hall. London 1927. Geb. 12.6 $.

Telegraphie und Telephonie.

Die elektrische Telegraphie mit Drahtleitung. II. Typendrucktelegraphen. (Sammlung Göschen, Bd. 975.) Von J. Herrmann, Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart. 126 S. mit 76 Abb. und 18 Abb. auf Tafeln, kl. 8°. Walter de Gruyter & Co. Berlin und Leipzig 1927. Geb. Gzl. Mk. 1.50.

Zur Theorie des Fernsprechverkehrs. (Einführung und Ueberblick.) Von Oberpostrat K. Frei. (Einzeldarstellung aus der elektrischen Nachrichtentechnik. Hrgg. von F. Moench.) 138 S., 8°. Weidmannsche Buchhandlung. Berlin 1927. Geh. Mk. 4.50, geb. Mk 6.—.

Physik.

Lehrbuch der praktischen Physik. 15. Auflage. Von F. Kohlrausch. XXX u. 832 S. mit 395 Abb., 8°. B. G. Teubner. Leipzig u. Berlin 1927. Geh. Mk. 23.—, geb. Mk. 26.—.

Aus Georg Simon Ohms handschriftlichem Nachlaß. Briefe, Urkunden und Dokumente. Hrgg. von Oberstudienrat Ludwig Hartmann. 255 S. u. 7 ganzseitige Abb., 8°. Bayerland Verlag. München 1927. Gzl. Mk. 5.40.

Gedenkboek. Ter Herinnering Aan Het Tienjarig Bestaan Van De Nederlandsche Vereeniging Voor Radiotelegrafie. 1916—1926. 403 S. mit ca. 119 Abb. Nauta & Co. Zutphen 1926.

Besprechungen.

Die ebene Vektorrechnung und ihre Anwendung in der Wechselstromtechnik. I. Teil: Grundlagen. Von Dr.-Ing. H. Kafka. (Sammlung mathematisch-physikalischer Lehrbücher. Hrgg. von E. Trefftz, Bd. 22.) 132 S. mit 62 Abb. Verlag B. G. Teubner. Berlin und Leipzig 1926. Brosch. Mk. 7.60.

Die vektorielle Behandlung von Aufgaben der Wechselstromtechnik eignet sich infolge ihrer Anschaulichkeit besonders für den mehr praktisch veranlagten Elektrotechniker. Da diese Rechnungsart jedoch bei ihrer historischen Entwicklung ein etwas geheimnisvolles Gewand durch Benutzung der komplexen oder symbolischen Methode bekommen hat, so wird sie manchmal von mathematisch weniger Geübten abgelehnt.

Der Verfasser befreit in seinem Buch die Vektorrechnung in ihrer Anwendung auf die Wechselstromtechnik von der symbolischen Anlehnung an die komplexen Zahlen, indem er die Operationen rein geometrisch darstellt und herleitet. Er benützt als Operationszeichen für die Drehung den Rundpfeil (↶) und der Buchstabe „i" bedeutet im allgemeinen eine Drehung um $+90°$, ohne daß auf die imaginäre Einheit Bezug genommen wird. Auf diese Weise bleibt es dem Anfänger erspart, sich über einen scheinbaren Widersinn von imaginären Bezeichnungen für physikalische Realitäten den Kopf zu zerbrechen. Wer sich jedoch auch mit anderen Gebieten der elektromagnetischen Schwingungen, z. B. in der theoretischen Optik, zu befassen hat, wird auf die formalen Zusammenhänge zwischen Vektorrechnung und komplexer Rechnung nicht verzichten können.

Mit Recht erwähnt der Verfasser im Vorwort, daß die Vektorrechnung größere Sorgfalt erfordert als eine gewöhnliche Rechnungsart. Demgemäß ist er in seinen Ausführungen in anerkennenswerter Weise bestrebt, durch sorgfältige und breite Darstellung dem Leser jede Unklarheit zu nehmen.

Der I. und II. Abschnitt macht mit den grundlegenden Größen und Operationen der Vektorrechnung bekannt. Der III. Abschnitt enthält eine Zusammenstellung der für die Anwendungen erforderlichen Grundlagen aus der Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, vor allem die Maxwellschen Gleichungen und eine Tabelle zur zahlenmäßigen Auswertung nach den Vorschlägen von Wallot. Die Abschnitte IV—VI enthalten als Anwendungsbeispiele die Berechnung von Wechselstromkreisen mit Induktivitäten und Kapazitäten und der Strom- und Leistungsverhältnisse bei derartigen Schaltungen.

Das Buch ist wegen der Sorgfalt und Breite der Darstellung vorzüglich zum Selbststudium geeignet. Besondere Erwähnung verdient die genaue Ausführung der Figuren. Der wünschenswerten Verbreitung, namentlich auch bei Studierenden, dürfte der Preis hinderlich sein.

E. Mauz.

Einführung in die moderne Radiotechnik und ihre praktische Verwendung. Zweite erweiterte Auflage. Von Prof. Dr. H. Mosler und Prof. Dr. G. Leithäuser. 363 S. mit 298 Abb. Verlag Friedr. Vieweg & Sohn A. G. Braunschweig 1926. Geh. Mk. 22.—, geb. Mk. 25.—.

Das Buch gibt einen Ueberblick über die gesamte drahtlose Telegraphie und Telephonie unter besonderer Berücksichtigung der Praxis. Die ersten Abschnitte enthalten Beschreibungen der Grundgebilde der Hochfrequenztechnik und ihrer physikalischen Eigenschaften, an die sich die Beschreibung von Sendern und Empfängern anschließt. Es folgen Abschnitte über die Ausbreitung der Wellen und Antennenanordnungen mit Richtwirkung. Die weiteren Abschnitte befassen sich mit der technischen Einrichtung der Radiostationen und dem praktischen Betrieb. Nach eingehender Behandlung der drahtlosen Telephonie und der Schnelltelegraphie schließt das Buch mit einem Abschnitt über Kurzwellentelegraphie.

Das Werk eignet sich in erster Linie zur Einführung für den Nichtfachmann, der diese Gebiete in umfassender Weise kennen lernen will ohne sich mit den theoretischen Grundlagen zu belasten. Der reiche Inhalt macht das Buch auch für den Fachmann als Nachschlagewerk wertvoll, wozu ein ausführliches Namen- und Sachregister behilflich ist.

E. Mauz.

Breusig-Meldau, Steuermannskunst.
Nachtrag zur 10. Auflage:
Technische Navigation und Meteorologie. Hrgg. von Dr. H. Meldau. (Unter Mitwirkung von Dr. F. A. Fischer, Dr. J. Georgi und Dr. H. Maurer.) 176 S. mit 89 Abb., 8°. G. Winters Buchhandlung. Bremen 1927. Geb. Hbl. Mk. 6.—.

Die technischen Hilfsmittel zur Navigation haben in den letzten Jahren bemerkenswerte Fortschritte gemacht. Unter den Einrichtungen, die als wertvolles Navigationsmittel von der Praxis übernommen wurden, steht an erster Linie das Funkpeilgerät. Das vorliegende Buch ist für die Praxis geschrieben; demgemäß enthält der Abschnitt über den Bordfunkpeiler, der von Dr. F. A. Fischer, Kiel, verfaßt ist, nach kurzer Einführung in die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen und in die Richtwirkung der Rahmenantenne die eingehende Beschreibung eines fertigen Bordpeilers (Telefunken-Peilempfänger E 358 N.). Es folgen Ausführungen über die Fehler bei einer Funkpeilung und ihre Korrektion und schließlich von Dr. H. Meldau über die Auswertung zur Bestimmung des Schiffsortes. Die knappen und klaren Ausführungen werden durch gute Abbildungen und durchgerechnete Beispiele unterstützt.

In den vorangehenden Abschnitten behandelt zunächst Dr. H. Meldau den Kreiselkompaß, das Anschütz-Selbststeuer und den Kursschreiber. Es folgen Ausführungen über die modernen Lotmittel, insbesondere die Echolote von Dr. H. Maurer.

Die zweite Hälfte des Buches enthält eine Einführung in die Meteorologie von Dr. J. Georgi. E. Mauz.

Netzanschlußgeräte für Wechselstrom - Lichtnetze. (Deutsche Radio-Bücherei, Band 2.) Von Obering. Fritz Gabriel. 59 S. mit 26 Abb. und 2 Tabellen. Deutsch-Literarisches Institut. Berlin 1928. Brosch. Mk. 1.50.

Das Heftchen enthält die Beschreibung und Bauanleitung eines Netzanschlußgerätes zur Entnahme von Anodenstrom, Heizstrom und Gittervorspannung für einen Rundfunkempfänger.

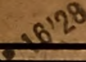
In den beiden ersten Teilen werden in gemeinverständlicher Darstellung die theoretischen Grundlagen mitgeteilt, wobei besonders die anschauliche quantitative Behandlung der Siebketten Erwähnung verdient. Der zweite Teil bringt die eingehende Bauanleitung eines erprobten Gerätes unter Verwendung käuflicher Einzelteile.

Die praktische Erfahrung des Verfassers zeigt sich in zahlreichen Hinweisen auf Fehlermöglichkeiten, die auch außerhalb des engeren Zweckes des Heftchens dem Hochfrequenzphysiker von Wert sein werden.

E. Mauz.



Band 31 Februar 1928 Heft 2





Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Postrat Dr. F. Banneitz (Berlin), Prof. Dr. H. Barkhausen (Dresden), Dr. W. Burstyn (Berlin), Prof. Dr. A. Esau (Jena), Prof. Dr. H. Faßbender (Berlin), Dr. L. de Forest (New-York), Prof. F. Kiebitz (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. Leithäuser (Berlin), Dr. S. Loewe (Berlin), Dr. C. Lübben (Berlin), Dr. E. Lübcke (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. A. Meissner (Berlin), Prof. Dr. H. G. Möller (Hamburg), Dr. E. Nesper (Berlin), Dr. B. van der Pol jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. Pouls... (Kopenhagen), Prof. Dr. L. Pungs (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. Rosenbaum (Berlin), Dr. K. Rottgardt (Berlin), Prof. Dr. H. Rukop (Köln), Dr. A. Scheibe (Charlottenburg), Oberingenieur O. Scheller (Berlin), Prof. Dr. W. Schottky (Berlin), Prof. Dr. A. Sommerfeld (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. Wien (Jena), Prof. Dr. H. Wigge (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1 9 2 8



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes ($^1/_2$ Jahr) Gold-M. 15—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.





Telefunken

Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.

Berlin, Hallesches Ufer 12



liefert

Alle für drahtlose Telegraphie und Telephonie erforderlichen Geräte entsprechend dem neuesten Stand der Technik

Vollständige Sende- und Empfangsanlagen jeder Reichweite für den Nachrichten- u. Sicherungsdienst im Land-, See- u. Luftverkehr

Funkpeilanlagen und Navigationssender

Einrichtungen für Einfach- und für Mehrfachtelephonie längs Hochspannungs- und Niederspannungsleitungen mittels Hochfrequenz

Rundfunksender jeder Leistung

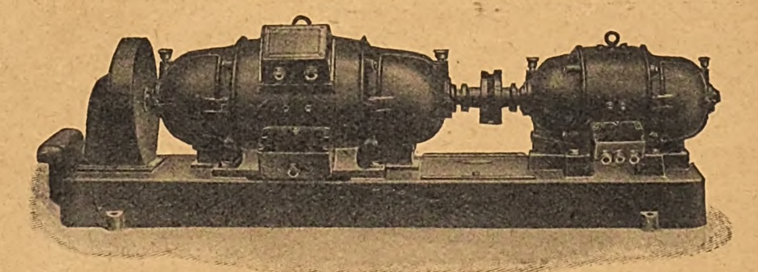
Sende-, Verstärker- und Gleichrichter-Röhren

Empfänger und Röhren für den Rundfunk

Gleichstrom-Hochspannungs-Dynamos

für Sender :: für 2000-8000 Volt Spannung

offene Bauart und Marineausführung (DGM.)



Doppelstrom-Generatoren

(Gleichstrom-Gleichstrom-Doppelstrom-Umformer) maximale Leistung 1200 Volt, 120 Watt

besonders geeignet für Funk-Kurzwellensender usw.

Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44! **Verlangen Sie bitte Prospekte 17 und 44!**



Bayerische Elektricitäts-Werke

Fabrik **Landshut** (Bayern)



Band 31 Februar 1928 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

Hans Mögel: Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre. (Mit 16 Figuren im Text und einer Tafel) . 33
Otto Cords: Untersuchungen an einem Empfangsgerät für kurze Wellen. (Schluß.) (Mit 11 Figuren im Text). 39
H. Benndorf und A. Székely: Über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen 43
Albrecht Forstmann: Über unverzerrte Leistungsabgabe durch Elektronenröhren. (Mit 4 Figuren im Text). 45
Manfred von Ardenne: Über Anodengleichrichtung. (Mit einer Figur im Text) 51
A. Ristow: Die Fernbedienung von Funkempfangsanlagen. (Mit 2 Figuren im Text). 52
H. Fassbender: Berichtigung. 53

Referate

F. Gabriel (Selbstreferat): Ein Röhren-Generator für Ton-Frequenzen zum Laboratoriums-Gebrauch. (Mit 4 Figuren im Text). 54
F. Gabriel (Selbstreferat): Ein Röhrengenerator zur Erzeugung von modulierter Hochfrequenz für Laboratoriumszwecke. (Mit 3 Figuren im Text). 55
(J. Zenneck): Drahtlose Bildübertragung. 56

Seite

Referate

S. Harries (J. Zenneck): Messung der Hochfrequenzverstärkung. (Mit einer Figur im Text). 56
(J. Zenneck): „Metallischer Gleichrichter" der Westinghouse Brake und Saxby Signal Co. (Mit einer Figur im Text). 56
F. W. Grover (J. Zenneck): Formeln für die Berechnung der Kapazität von Antennen. 57
A. H. Taylor (J. Zenneck): Änderungen in der Reichweite von Bodenwellen hoher Frequenz. 57
G. Breit (J. Zenneck): Die Möglichkeit einer Beziehung zwischen den Schwunderscheinungen und geringen Schwankungen des magnetischen Erdfelds. 57
H. C. Forbes (J. Zenneck): Drahtlose Zugtelegraphie. 58
E. H. Kincaid (J. Zenneck): Zwei verschiedene Beispiele für die Beeinflussung des Empfangs durch meteorologische Bedingungen. . . . 58
L. W. Austin (J. Zenneck): Messungen m. langen Wellen am Bureau of Standards während des Jahres 1926 und Vergleich der Erscheinungen auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie mit der Sonnentätigkeit. (Mit 3 Figuren im Text) . 58
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 14 Figuren im Text) 59
Bücherbesprechungen: 64

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an die Verlagsbuchhandlung M. Krayn, Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 32647.

Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre.

Von **Hans Mögel**, Geltow/Potsdam.

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule Dresden (Ende 1926).

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung.
II. Bezeichnungen.
III. Versuchsanordnung.
IV. Experimenteller Teil:

A. Die Erregung von Störschwingungen durch den Gitterstrom.

1. Entstehen von abklingenden Schwingungen f_2 ohne Rückkopplung, insbesondere durch Anstoßen der Eigenschwingung von Spulen beim Aussetzen des Gitterstromes von der Grundfrequenz f_1 (Gitterstoßschwingung)
2. Entstehen von unregelmäßigen Schwingungen f_2 durch fallende Gitterstromcharakteristiken, angestoßen von der Grundfrequenz f_1
   a) bei gutem Vakuum (Dynatronschwingung)
   b) bei schlechtem Vakuum
3. Vergrößern der Schwingungen unter 1. und 2. durch Rückkopplung
   a) induktiv (absichtlich)
   b) durch C_{ga} (unabsichtlich)

B. Die Erregung von zwei rückgekoppelten Schwingungen.

a) $f_2 \gg f_1$
1. Schematische Darstellung von Grenzfällen
2. Der Einfluß des Gitterstromes
3. Experimentelle Bestätigungen

b) $f_2 \gtrapprox f_1$
1. Wirkungsweise
2. Experimentelle Untersuchungen

V. Anwendungen:

1. Erzeugung zweier Schwingungen (selten)
2. Modulation einer Hochfrequenz (Zenneck)
3. Wilde Schwingungen (f_1 meist ganz unterdrückt)
4. Pendelrückkopplung nach Armstrong
5. Reflexschaltungen, Tropadynempfänger

Zusammenfassung — Literaturübersicht
Anhang: Röhrencharakteristiken usw.

I. Einleitung.

Normalerweise erregt sich in einem Rohr auch nur eine Schwingung, d. h. ein dauernder Wechselstrom von konstanter Amplitude, dessen Frequenz im wesentlichen durch den im Anodenstrom liegenden Arbeitskreis und die auf den Gitterkreis wirkende Rückkopplung gegeben ist. Die Frage nach der jeweilig erreichten Amplitude und zum Teil auch der Phase wurde von Barkhausen an der Rückkopplungsgleichung, von Möller an den Schwingkennlinien und von Rukop an den Reißdiagrammen diskutiert. Neben der Grundschwingung werden bekanntlich auch Oberschwingungen erzeugt, die im wesentlichen durch die Abweichung des Anodenstromes von der Sinusform hervorgerufen werden. Diese normalen Oberwellen sollen in dieser Arbeit nicht verfolgt werden.

Es soll vielmehr untersucht werden, ob und wodurch neben den normalen Schwingungen (f_1) gleichzeitig noch andere Schwingungen (f_2) entstehen können, deren Frequenz mit der der ersteren gar keinen Zusammenhang hat,

die vielmehr im wesentlichen unabhängig von f_1 willkürlich geändert werden kann.

Wie die später mitgeteilten zahlreichen Versuche ergeben haben, gibt es eine ganze Reihe solcher Möglichkeiten, die zunächst einmal der Uebersicht halber aufgezählt seien.

Es können Schwingungen (f_2) ohne Rückkopplung durch Stoßerregung infolge Unregelmäßigkeiten im Strom- oder Spannungsverlauf von der Grundschwingung (f_1) angestoßen werden, wobei für die Frequenz im wesentlichen die Eigenschwingung von Spulen oder Schwingkreisen maßgebend ist.

Ferner kann eine fallende Gitterstromcharakteristik bei gutem oder schlechtem Vakuum die Eigenschwingung von im Gitterstrom liegenden Spulen oder Schwingkreisen anregen, falls die Grundschwingung den Arbeitspunkt in das fallende Gebiet verschiebt. Durch absichtliche oder unabsichtliche Rückkopplung kann die Dämpfung dieser eben erwähnten abklingenden oder unregelmäßigen Schwingungen verkleinert werden.

Es folgt hier der Uebergang zu zwei rückgekoppelten Schwingungen. Während die bisher angeführten Schwingungen auch auftreten können, wenn der Anodenstrom Null oder gesättigt ist, ist das Entstehen von zwei rückgekoppelten Schwingungen an den gradlinigen Teil der Charakteristik, bzw. an den Teil zwischen Null und Sättigung gebunden. Das einfache Ueberlagerungsgesetz der Wechselstromtechnik gilt bei der Röhre nur so lange, als die Charakteristik als gradlinig bezeichnet werden kann. Die eintretenden Erscheinungen und Schwingungszustände sind sehr verschieden, je nachdem die Frequenzen der beiden Schwingungen in der gleichen Größenordnung oder weiter auseinander liegen. Ebenso besteht eine große Variation der Zustände bei Aenderung der Rückkopplung jeder der beiden Schwingungen. Meist ist jedoch die Stabilität an einen kleinen Rückkopplungsbereich gebunden. Bei dicht benachbarten Schwingungen ist im allgemeinen keine stabile gleichzeitige Erregung möglich, wie auch schon Barkhausen (1) angegeben hat. In besonderen Ausnahmefällen lassen sich auch hier stabile Zustände einstellen, wie die später angeführten Versuche zeigen.

Es sei hier bemerkt, daß die Untersuchung der Zustände bei großem Frequenzunterschied an die ziemlich ausführlichen Versuche von Mauz und Zenneck (2) mit dem selbsterregten Tonsender anschließt.

In das Gebiet dieser Arbeit gehören auch die Pendelerscheinungen beim Röhrensender und Schwingaudion, die sich bei zu großer Zeitkonstante der Kombination von Kapazität und Widerstand im Gitterkreis einstellen. Die höhere Frequenz wird hierbei durch Rückkopplung, die tiefere durch periodische Kondensatorentladung im Gitterkreis erzeugt. In gekoppelten Kreisen können dann Schwebungen auftreten. Diese Vorgänge wurden von Armstrong, Hazeltine, Leithäuser und besonders von Heegener (3) eingehend untersucht.

Die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen hat auch einige praktische Bedeutung für die Sende- und Empfangstechnik. Schaltungen zur gleichzeitigen Erregung von Hoch- und Tonfrequenz sind seit langem bekannt, — auch haben Mauz und Zenneck bereits einen selbsterregten Tonsender vorgeschlagen. Ebenso hat Armstrong für die Pendelrückkopplung (4) eine Einrohrschaltung verwendet, die sich zum Teil in Amateurkreisen eingebürgert hat. Auch das gleichzeitige Auftreten der wilden Schwingungen beim Röhrensender gehört in dieses Gebiet.

Aufgabe der folgenden Arbeit ist es, experimentelle Untersuchungen möglichst über das ganze Gebiet anzustellen und die Verhältnisse teilweise zu klären.

II. Bezeichnungen.

Es gelten im wesentlichen die von Barkhausen eingeführten Bezeichnungen. Gleichstromgrößen sind durch große lateinische, reine Wechselstromgrößen durch deutsche Buchstaben gekennzeichnet, und zwar Momentanwerte oder zeitlicher Verlauf von Wechselstromgrößen mit kleinen, Amplituden mit großen Buchstaben. Zeitlicher Verlauf von Wechselstromgrößen, die eine Gleichstromkomponente enthalten, ist mit kleinen lateinischen Buchstaben bezeichnet, also z. B.

$$i_a = I_a + \mathfrak{i}_a \quad \text{wobei} \quad \mathfrak{i}_a = \mathfrak{J}_a \cdot \sin wt$$
$$e_a = E_a + \mathfrak{e}_a \qquad\qquad \mathfrak{e}_a = \mathfrak{E}_a \sin(wt - \varphi).$$

Effektivwerte erhalten den Index „*eff*". Außerdem gelten noch folgende Abmachungen:

Sättigungsstrom bei der Sättigungsspannung $E_s : J_s$ (für Rechnung).

Sättigungsstrom bei der Betriebsspannung $E_a : J_s^+$ (gemessen).

In Kapitel Ba (IV) wird der Index „*o*" für diejenigen Strom- oder Spannungswerte gebraucht, die sich auf eine Schwingung beziehen, wenn die jeweilig andere nicht erregt wird. Bei Erregung zweier Schwingungen wird der Index 1 stets für die tiefere Frequenz, der Index 2 für die höhere Frequenz gebraucht. Die in Klammern angeführten Zahlen weisen auf die am Schluß angegebenen Literaturstellen hin.

III. Versuchsanordnung.

1. Niederfrequente Vorgänge.

Zur Sichtbarmachung von niederfrequenten Strömen und Spannungen diente ein Zweischleifenoszillograph von

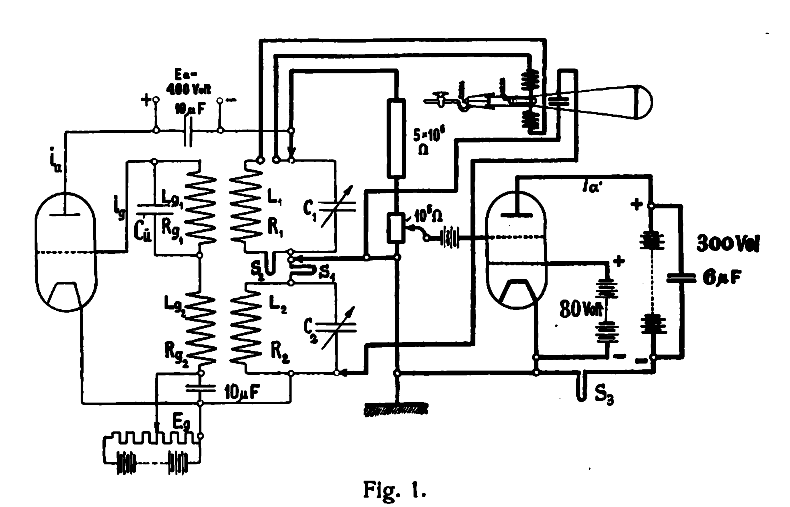


Fig. 1.

Siemens-Blondel. Da es sich innerhalb der tonfrequenten Schwingungen teilweise um schnelle Vorgänge, Sprünge usw. handelte, wurden meist Schleifen einer Eigenschwingung von ca. 10 000 Hertz verwendet. Zur Erzielung des verhältnismäßig hohen Mindestschleifenstromes von 50—100 mA wurde das Heizmaß der Versuchsröhren teilweise bis $H = 6$ getrieben, da der Anodenstrom bei fast jeder Aufnahme als Bezugskurve verwendet wurde. Um den Meßschleifen auch den Spannungen proportionale Ströme zuzuführen, wurde eine Verstärkeranordnung mit einem *OR*-Rohr (Oxydfaden, Raumladegitter) zusammen-

Fig. 5.

Fig. 6.

Fig. 7.

Fig. 8.

Fig. 9.

Fig. 10.

Fig. 13a.

Fig. 12.

Fig. 14a.

Fig. 11.

Fig. 17.

Fig. 18.

Fig. 19.

Tafel I

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Zum Aufsatz Hans Mögel:
Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre.

gestellt. In Fig. 1 ist die Meßanordnung dargestellt und eine Versuchsschaltung mit zwei Schwingkreisen schwach eingezeichnet. Der gesamte Anodenstrom des *OR*-Rohres wurde ohne Kompensation des Gleichstromes durch die Meßschleifen geführt, da der Wechselstromanteil meist über 50% betrug. Als Spannungsquelle wurde entweder das Netz oder eine Hochspannungsbatterie verwendet. Die Anordnung wurde meist so getroffen, daß die beiden Schleifen einpolig verbunden und geerdet waren, um das Auftreten von Überspannungen zu verhindern. Zuleitungen und Erdkapazitäten wurden auf ein Minimum beschränkt. Zur Aufnahme der schwachen Gitterströme wurde teilweise der Spannungsabfall an einem kleinen Ohmschen Widerstand im Gitterkreis der Verstärkeranordnung zugeführt. Durch Vergleich der Schleifen untereinander und mit dem Braunschen Rohr wurde ihre Wiedergabe kontrolliert. Dabei machte sich bei sehr schnellen Änderungen das Hinausschießen über die Nullinie unangenehm bemerkbar. Die Oszillogramme sollten auch mehr zur Veranschaulichung der inneren Vorgänge als zur quantitativen Auswertung dienen.

2. Mittel- und hochfrequente Vorgänge.

Zur Aufnahme von schnelleren Vorgängen wurde ein Braunsches Rohr von Gundelach mit Schliff und auswechselbarer Kathode gebraucht. Das Rohr lag dauernd an einer Öl- oder Stahlpumpe, um möglichst gleichmäßige Bilder zu geben. Da sich trotzdem das Vakuum oft während einer Aufnahme sichtlich änderte, haben die mitaufgenommenen Maßstäbe nicht immer Anspruch auf absolute Genauigkeit. Zur Aufnahme stand ein sehr lichtstarkes Objektiv zur Verfügung, so daß eine Belichtungszeit von 1—2 Sekunden genügte. Die Ablenkung geschah in der üblichen Weise durch ein elektrisches und ein magnetisches Feld. Für manchen Zweck wurde eine niederfrequente Stromablenkung (Zeit) benutzt; dann war es leicht möglich, Sinusform und Phasenlage im Siemens-Oszillographen zu bestätigen. Außerdem konnten durch möglichst gleichzeitige Aufnahmen mit Siemens und Braunschem Rohr bei geeigneter Anordnung hoch- und niederfrequente Schwingungen getrennt werden.

IV. Experimenteller Teil.

A. Die Erregung von Störschwingungen durch den Gitterstrom.

1. Entstehen von abklingenden Schwingungen f_2 durch Stoßerregung beim Aussetzen des Gitterstromes (Gitterstoß). (Schaltung von Fig. 4.)

Wie bereits Alberti und Zickner (5) mit dem Braunschen Rohr nachgewiesen haben, tritt beim Einsetzen des Gitterstromes eine Abweichung der Gitterspannung gegenüber der vom Schwingungskreis in der Gitterinduktivität L_g induzierten sinusförmigen *EMK* e'_g auf (Fig. 2). Der Gitterstrom bewirkt gemäß der Gleichung

$$e_g = e'_g - i_g R_g - L_g \frac{d i_g}{dt}$$

eine Verzögerung der Spannung gegenüber der *EMK* e'_g, und zwar wird die Spannung kleiner als die *EMK* bei steigendem Gitterstrom und größer bei fallendem Strom. Es kommt also weniger auf die absolute Größe des Gitterstromes als auf die Änderung in der Zeiteinheit an. Die Verhältnisse sind in Fig. 2 dargestellt. Es ist hierbei $E_g = 0$ angenommen. Da die Gitterspannung den Gitterstrom hervorruft, und anderseits der Gitterstrom wieder den Spannungsabfall und damit die Abweichung von e_g bedingt, wird der Gitterstrom auch unsymmetrisch. Er steigt zunächst langsamer an und wird nach Überschreiten des Maximalwertes entsprechend der Spannung verzögert. Da $i_g = 0$ wird, wenn $e_g = 0$ wird, und da wegen $E_g = 0$ auch $e_g = e_g$ ist, so fallen beim Ein- und Aussetzen von i_g Strom und Spannung auf der Nullinie zusammen (Punkte *O* und *Q* in Fig. 2). Infolge der Verzögerung durch den induktiven Spannungsabfall, der mit e''_g bezeichnet sei, und in Fig. 3 wiedergegeben ist, durchläuft die induzierte *EMK* früher

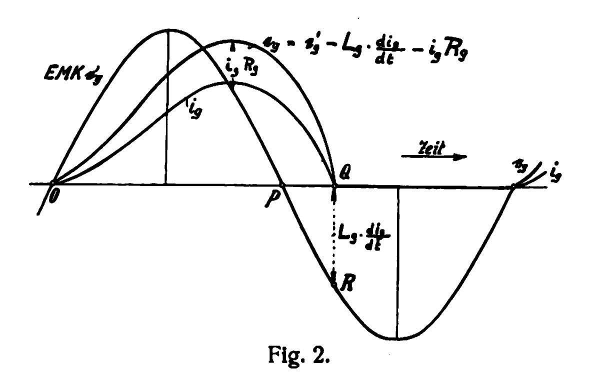


Fig. 2.

die Nullinie (Punkt *P*). Im Augenblick des Aussetzens von i_g springt dann die Gitterspannung auf den entsprechenden Wert der *EMK*, da die Belastung durch i_g plötzlich aufhört.

Die Bestimmung des genauen Verlaufs von i_g und e_g ist leicht durchführbar. Papelexi (6) hat den Stromverlauf für einen Kreis mit einem Ventil von gradliniger Charakteristik und einer Selbstinduktionsspule berechnet. Joos (7) geht weiter, indem er ein Ventil von gradliniger Charakteristik zuläßt und eine sinusförmige Spannung annimmt. Er erhält dann für die Zeitdauer des Stromdurchlasses eine Differentialgleichung, die eine Funktion $e = f(i)$ enthält. Zur graphischen Integration der Gleichung wendet Joos die Methode der Isoklinen von Massau an, welche sehr schnell zum Ziele führt. Die in Fig. 2 gezeichnete i_g-Kurve entspricht etwa dem von Joos erhaltenen Strombild. Die Durchlaßzeit ist hier sehr viel größer als die Zeit, während der kein Strom fließt.

Liegt die Spule wie in unserem Falle im Gitterkreis einer Dreielektrodenröhre (s. Fig. 4), so ist die Abweichung der Spannung von der *EMK* nicht so groß, weil der Gitterstrom nur klein ist. Der in Fig. 3 gezeichnete Verlauf von Gitterstrom und -spannung entspricht etwa den Verhältnissen bei einer tonfrequenten Schwingung, wobei die Selbstinduktivität der Gitterspule relativ groß ist. Zur graphischen Lösung der Differentialgleichung nach der Joosschen Methode muß die dynamische Gitterstromcharakteristik für jeden besonderen Fall der jeweiligen Spannungsaussteuerung bestimmt werden. Dabei ist zu beachten, daß die Charakteristik bei nicht phasenreiner Selbsterregung, d. h. beim Auftreten einer merklichen Phasenverschiebung zwischen Anodenstrom und Anodenspannung, beim Hin- und Zurücklaufen eine Schleife beschreibt, da der Gitterstrom bei verschiedener Anodenspannung verschieden groß ist (s. Anhang, Fig. 50). Die Schleife ist in Fig. 3 angedeutet.

Besitzt die Gitterspule eine merkliche Eigenkapazität, oder ist parallel zu ihr ein Drehkondensator zur Feinstellung der Rückkopplung geschaltet, so wird durch die sprunghafte Änderung der Gitterspannung die Eigenschwingung der Spule, bzw. des Kreises angestoßen, — es entsteht eine normale abklingende Schwingung, die sich der Gitter-

spannung der Grundfrequenz (f_1) überlagert. Sie kann sich bei geringer Dämpfung des Kreises und großer Kapazität (f_2/f_1 klein) über den ganzen negativen Teil der Gitterspannung erstrecken. Bei kleiner Gitterkapazität klingt sie schneller ab. Diese Schwingung sei kurz als Gitterstoßschwingung bezeichnet. Sie ist in Fig. 3 eingezeichnet.

Die Sprungdifferenz $\mathfrak{e}_g - \mathfrak{e}'_g$ (Fig. 2, Strecke Q—R), die für die Größe der Amplitude von f_2 maßgebend ist, wächst mit der Vergrößerung von $L_g \cdot di_g/dt$ an. Die Selbstinduktivität muß immer dann relativ hoch sein, wenn der Durchgriff der verwendeten Röhre groß und ihre Steilheit klein ist, besonders aber, wenn die Dämpfung des Arbeitskreises groß ist, weil man dann mehr Windungen braucht,

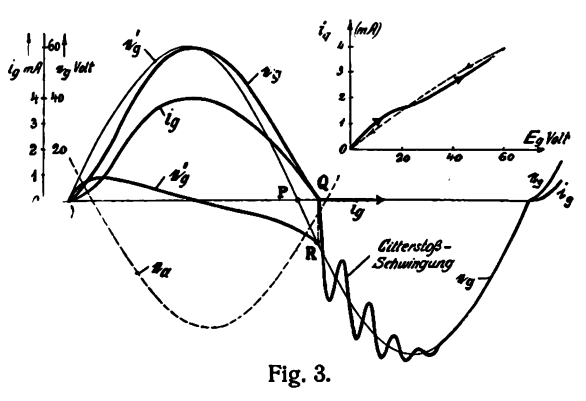


Fig. 3.

um eine genügend starke Rückkopplung zu erhalten. Andererseits kann natürlich auch sonst L_g groß gemacht werden.

Im folgenden sind einige Oszillogramme wiedergegeben, die diese Vorgänge veranschaulichen. Es sei bemerkt, daß die Gitterstoßschwingung zum Teil auch bei den weiteren Aufnahmen auftritt, wobei dann meist darauf hingewiesen wird. Fig. 5 zeigt eine Aufnahme des Anoden- und Gitterstromes bei Tonfrequenz, wobei $f_1 = 100$ Hertz, $f_2 = 1350$

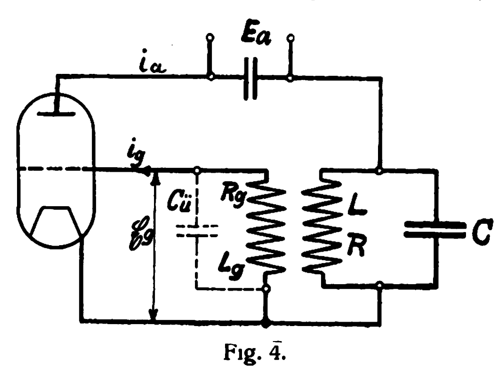


Fig. 4.

Hertz und $C_ü = 2500$ cm waren. Bemerkenswert ist das allmähliche Ansteigen des Gitterstromes bei O und das plötzliche Abreißen bei Q. Das entspricht dem Sprung $L_g\, di_g/dt$ bei Q, der die Schwingungen f_2 im Gitterkreis auslöst. Infolge der Steuerwirkung der Gitterspannung erscheint auch im Anodenstrom ein entsprechender Sprung bei Q mit nachfolgender Schwingung f_2. Bei O entsteht nur ein Ausbiegen in der i_a-Kurve, weil $\mathfrak{e}_g$ dort nicht springt. Die Frequenz f_2 der abklingenden Schwingung ist hierbei infolge der losen Rückkopplung (Schwingungen erster Art) ungefähr gleich der Eigenschwingung des Gitterkreises. Zu den Aufnahmen Fig. 6 und 7 sind die Betriebswerte beigegeben. f_1 wurde mit einem Zungenfrequenzmesser in sehr loser Kopplung bestimmt, so daß die Rückwirkung nur ca. 1‰ betrug. Zum Teil wurde auch ein Verstärkerrohr zwischen Kopplungsspule und Frequenzmesser gelegt; bei negativer Vorspannung des Rohres war dann die Rückwirkung praktisch gleich 0. Die Frequenz der Gitterstoßschwingung f_2 wurde aus dem Oszillogramm abgelesen und mit der Eigenschwingung des Gitterkreises verglichen. f_2 ist infolge der Rückwirkung stets höher als die Eigenschwingung der Gitterspule.

Anoden- und Gitterkreis-Induktivität bestanden bei Aufnahme 6 aus großen Spulen mit dickem Draht und wurden durch Einfügen von Eisen auf das Fünffache erhöht. Das Dämpfungsdekrement war wegen der Eisenverluste usw. verhältnismäßig groß: $d = 0{,}18$ (errechnet ohne Eisenverluste $d = 0{,}09$). Die Abweichungen von i_a und e_g und die Amplitude von f_2 sind aber noch sehr gering, im Gegensatz zu Aufnahme 7, wo die Gitterspule infolge der außerordentlich großen Dämpfung des Arbeitskreises eine hohe Induktivität besaß. Aus diesem Grunde, d. h. weil auch die Gitterspule aus vielen Windungen dünnen Drahtes bestand, tritt auch ein merklicher Ohmscher Spannungsabfall auf, der im Falle Fig. 7 einige Volt beträgt, wie aus der Differenz zwischen der eingezeichneten *EMK* und der Gitterspannung zu erkennen ist. Bei Aufnahme 6 war eine künstliche Vergrößerung der Gitterspule durch Parallelschaltung eines Kondensators von etwa 2000 cm erforderlich, damit die Meßschleife noch ansprach, während im Falle 7 die natürliche Eigenkapazität genügte. Es folgen noch 2 Aufnahmen der Gitterstoßschwingung mit dem Braunschen Rohr, Fig. 8 bei Tonfrequenz und Fig. 9 bei Hochfrequenz.

Versuchswerte zu Fig. 6. (Tafel I.)
BE-Rohr Nr. 4389

große Spulen aus dickem Draht mit Eisen.

$J_s^+ = 95\ mA$	$\mathfrak{E}_{g_1} = 92$ Volt
$E_a = 440$ Volt	$\mathfrak{E}_{ft_1} = 69{,}5$ Volt
$E_g = +31{,}5$ Volt	$J_{1eff} = 480\ mA$
$\mathfrak{E}_{a_1} = 250$ Volt	$E_s = 90$ Volt
$J_r = 68\ mA$	$C_ü = 2000$ cm
$L_1 \approx L_g \approx 0{,}54\ Hy$	$f_1 = 100$ Hertz
$C_1 = 4{,}7\ \mu F$	$f_2 \approx 4800$ Hertz
$R_1 = 8{,}7$ Ohm (=)	$d_1 \approx 0{,}18$

Versuchswerte zu Fig. 7. (Tafel I.)
BE-Rohr Nr. 4389

kleine Spulen aus dünnem Draht ohne Eisen.

$J_s^+ = 96\ mA$	$\mathfrak{E}_{g_1} = 56$ Volt
$E_a = 440$ Volt	$\mathfrak{E}_{ft_1} = 43$ Volt
$E_g = -10$ Volt	$J_1 = 70\ mA$
$\mathfrak{E}_{a_1} = 142$ Volt	$J_r = 20\ mA$
$L_g = 5{,}8\ Hy$	$R_1 = R_g = 1000$ Ohm
$L_1 = 5{,}2\ Hy$	$f_1 = 53{,}7$ Hertz
$C_1 = 1{,}59\ \mu F$	$f_2 \approx 3600$ Hertz
$C_ü = 0$	$d_1 \approx 1{,}9$

Allgemein kann die Gitterstoßschwingung als eine Störschwingung betrachtet werden, welche die Oberschwingungen des Anodenstromes vergrößert. Sie tritt praktisch weniger bei Sendern auf, wo die Gitterspule so klein wie möglich dimensioniert wird, also bei Empfängern (Überlagerer, Schwingaudion usw.), da es in der Empfangstechnik nicht auf Leistung ankommt. Bei Tonfrequenz ist die Gitterstoßschwingung fast immer vorhanden, da man infolge der größer werdenden Dimensionen der Spulen nicht unter eine gewisse Dämpfung kommt, so daß die Selbstinduktivität der Gitterspule verhältnismäßig groß ist.

2. Entstehen von unregelmäßigen Schwingungen f_2 durch fallende Gitterstromcharakteristiken.

a) Bei gutem Vakuum (Dynatronschwingung, Durchstoßen).

Neben der Sekundär-Emission von der Anode (Dynatron-Wirkung) können bekanntlich auch vom Gitter Sekundär-Elektronen ausgelöst werden, falls die Anodenspannung höher ist als die Gitterspannung und letztere einen gewissen positiven Wert überschreitet (etwa 9 Volt). Die Größe der Sekundär-Emission ist von der Vorbehandlung des Gitters, der Anordnung der Gitterstäbe und der Art des Materials abhängig (vgl. 8). Dann kommt zu dem primären Strom noch der von den Sekundärelektronen herrührende Gitterstrom hinzu. Da der Primärstrom durch die Sekundärstrahlung geschwächt wird, kann der Gesamtstrom einen fallenden Charakter annehmen, so daß ein in den Gitterkreis eingeschalteter Schwingungskreis sich selbst erregen

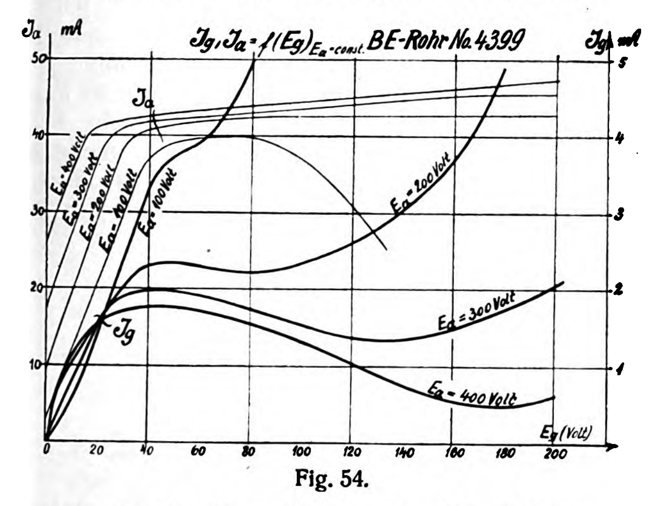


Fig. 54.

kann, falls der Arbeitspunkt durch positive Vorspannung in das fallende Gebiet gelegt wird. Fig. 54 im Anhang zeigt an einem *BE*-Rohr aufgenommene fallende Kurven. Ähnliche Charakteristiken wurden bei Untersuchung des Durchstoßens an vielen Senderöhren verschiedener Dimension erhalten.

Wird nun durch eine fest rückgekoppelte Schwingung die Gitterspannung bei voller Aussteuerung des Anodenstromes ins positive Gebiet gedrückt, so kann ein im Gitterstrom liegendes schwingungsfähiges Gebilde bei jeder positiven Gitterspannungshalbwelle zu Schwingungen angeregt werden. Wie Fig. 54 im Anhang zeigt, kann dies bei dem betreffenden *BE*-Rohr nur dann geschehen, wenn die Röhre stark unterspannt arbeitet, denn bei kleineren Anodenspannungen als 200 Volt wird der Gitterstrom nicht fallend. Schwingungen können aber auch nur dann eintreten, wenn der positive Gesamtwiderstand des Gitterkreises größer als der negative Widerstand R_n der Röhre ist, wobei sich schließlich die Amplitude stets so einstellt, daß $\mathfrak{R}_g = R_n$ wird. Als schwingungsfähiges Gebilde kommt zunächst bei der normalen Senderschaltung die Rückkopplungsspule mit ihrer Eigenkapazität, der Kapazität der Zuleitungen und der Röhre in Frage. Ihr wirksamer Widerstand $R_g \approx L/CR$ ist praktisch wegen der kleinen Kapazität groß und liegt meist in der Größenordnung des negativen Gitterwiderstandes, so daß ihre Eigenschwingung in jeder positiven Halbperiode angeregt wird. Eine zusätzliche Kapazität, beispielsweise ein Drehkondensator zur Feinstellung der Rückkopplung, verkleinert die Frequenz und wegen Abnahme von $\mathfrak{R}_g$ auch die Amplitude von f_2, bis die Erregung bei $\mathfrak{R}_g = R_n$ aufhört.

Die Oszillogramme Fig. 10 bis 14 veranschaulichen diese Vorgänge an tonfrequenten Kreisen. Die Aufnahmen lassen infolge Verwendung von zwei 10000-periodigen Meßschleifen die Schwingungen von maximal 5000 Hertz noch gut erkennen. Fig. 10 und 11 zeigen zwei Aufnahmen bei schwacher und starker Rückkopplung unter sonst gleichen Verhältnissen. Gitterstrom und Anodenspannung wurden jeweilig besonders mit dem Anodenstrom aufgenommen und zum Vergleich in Fig. 10 und 11 eingezeichnet. Die Aufnahme Fig. 10 zeigt außer der unter 1. besprochenen Deformation der Gitterspannung bei *O* und der abklingenden Gitterstoßschwingung bei *Q* im positiven Teil der Gitterspannung bei *R* eine Schwingung von ungleichmäßiger Amplitude und der gleichen Frequenz wie die Gitterstoßschwingung. Die Gitterspannung ist hier gerade so groß, daß der Arbeitspunkt für f_2 bei der betreffenden Anodenspannung (ca. 200 Volt nach Fig. 10) den Anfang des fallenden Gitterstromgebietes durchläuft. Das Anschwellen und Abnehmen der Amplitude geschieht nicht gleichmäßig, weil die Anodenspannung infolge der großen Dämpfung des Arbeitskreises etwas nacheilt. $R_{n\,min}$ beträgt bei $E_a = 200$ Volt etwa 100000 Ohm, während $\mathfrak{R}_g$ etwa gleich 10^7 Ohm ist. Die Deformation und Schwingungen bei *O* und *Q* übertragen sich auch auf den Anodenstrom; die Schwingungen bei *R* dagegen nicht, weil hier die Steuerspannung dauernd über der Sättigungsspannung bleibt. Bei Aufnahme 11 ist die Gitterspannung infolge stärkerer Rückkopplung etwa doppelt so groß wie bei Fig. 10. Die Amplitude von f_2 erreicht bereits nach einer Schwingung große Werte, weil die Anodenspannung ziemlich groß, etwa 350 Volt ist und so Gebiete stark fallenden Gitterstromes durchlaufen werden. Infolge der Sättigung sind bei i_a die Zacken nach oben abgeschnitten, es erscheinen nur die

Versuchswerte zu Fig. 10. (Tafel I.)

BE-Rohr Nr. 4399

kleine Spulen aus dünnem Draht ohne Eisen.

$J_s^+ = 50\ mA$	$\mathfrak{E}_{g1} \approx 60$ Volt
$E_a = 400$ Volt	$\mathfrak{E}_{st1} = 43$ Volt
$E_g = 0$	$E_s = 50$ Volt
$\mathfrak{E}_{a1} = 210$ Volt	$J_r = mA$
$L_1 = 5{,}2\ Hy$	$C_ü = 260$ cm
$L_g = 5{,}8\ Hy$	$f_1 = 91{,}4$ Hertz
$C_i = 0{,}57\ \mu F$	$f_2 \approx 4100$ Hertz
$R_1 = R_g$ 1000 Ohm	$f_2\,err = 3900$ Hertz

Versuchswerte zu Fig. 11. (Tafel I.)

BE-Rohr Nr. 4399.

$E_{a1} = 225$ Volt	$f_1 = 90$ Hertz
$E_{g1} = 130$ Volt	$f_2 \approx 4900$ Hertz
$E_{st1} = 112$ Volt	$f_1 err = 92$ Hertz

sonst wie Fig. 10.

Zacken nach unten. Im weiteren Verlauf geht die Gitterspannung so stark ins positive, daß der Gitterstrom wieder ansteigt und f_2 entsprechend erlischt. Beim Zurückgehen von e_g erregt sich f_2 infolge der geringeren Anodenspannung von ca. 200 Volt nur schwach (bei *S* in Fig. 11). Der eingezeichnete Gitterstrom hat einen entsprechenden Verlauf.

Man erkennt aus den gemessenen Versuchswerten gleichzeitig einen Unterschied in den Frequenzen, und zwar wird bei enger werdender Rückkopplung f_2 größer und f_1 kleiner, wie es bei Schwingungen in gekoppelten Kreisen der Theorie nach sein muß.

Bei Fig. 12 erstreckt sich die Dynatronschwingung über einen größeren Teil der positiven Gitterspannung, weil der äußere Arbeitswiderstand geringer ist und die Spannungsaussteuerung nur ca. 25% beträgt. Bei den weiteren Aufnahmen Fig. 13 und 14 mit dem Braunschen Rohr bei großem und kleinem L_g ist neben der Dynatronschwingung die Gitterstoßschwingung deutlich zu erkennen.

Es sei noch bemerkt, daß Mauz und Zenneck bei ihrer Arbeit über den selbsterregten Tonsender (2) auch auf die Dynatronschwingung gestoßen sind. Die Verfasser bezeichneten diese Erscheinung als Störschwingung. Es geht

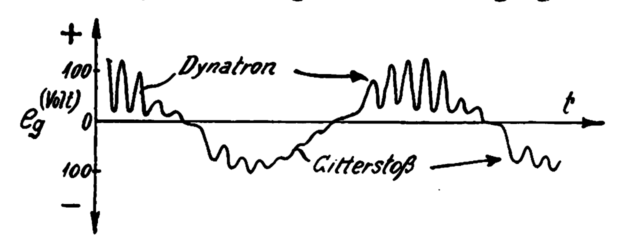


Fig. 13b. Zeitliche Zerlegung von Aufnahme Fig. 13a Tafel I.

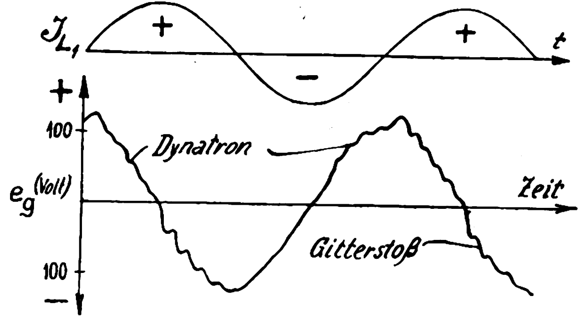


Fig. 14b. Zeitliche Zerlegung von 14a Tafel I.

jedoch aus der Arbeit nicht hervor, wie die Schwingung entsteht, obwohl die beigegebene Kennlinie einen schwach fallenden Gitterstrom erkennen läßt.

b) Bei schlechtem Vakuum.

Der Gitterstrom setzt sich bekanntlich bei schlechtem Vakuum aus zwei Teilen zusammen, dem positiven von

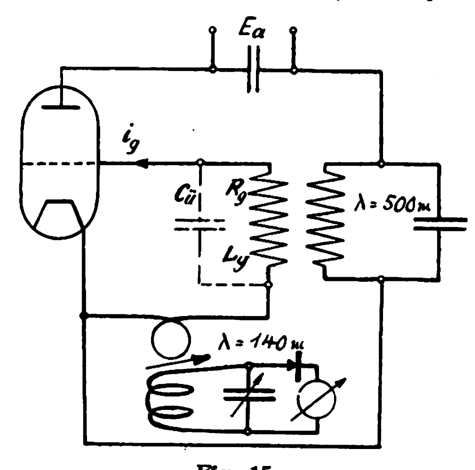


Fig. 15.

Elektronen herrührenden Strom I_{g+} und dem negativen von Ionen erzeugten Strom I_{g-}. Im Bereich kleiner negativer Gitterspannungen kann der resultierende Strom fallend werden. Die Verhältnisse sind eingehend von Barkhausen (9) erörtert und an Diagrammen erläutert worden. Bekannt ist vor allem das Pfeifen der Niederfrequenzverstärker bei Verwendung von Transformatoren mit hoher Induktivität. Auch eine rückgekoppelte Schwingung f_1 kann bei jedem Wechsel eine solche Schwingung f_2 anstoßen, falls der Scheinwiderstand des Gitterkreises genügend hoch, bzw. das Vakuum entsprechend schlecht ist.

Zur experimentellen Betätigung wurde ein kleines Telefunkenrohr *RE* 11 ($V = I_g/I_a = 1/500$ bei $E_a = 100$ Volt) wieder in der normalen Transformatorschaltung (Fig. 15) verwendet. Neben der Grundschwingung von etwa 500 m konnte mit einem Ueberlagerer eine Welle von 140 m nachgewiesen werden, die der Eigenschwingung der Gitterspule entsprach. Die Energie war so groß, daß ein lose mit dem Gitterkreis gekoppelter auf 140 m abgestimmter Kreis mit Detektor und Galvanometer noch ansprach. Sobald parallel zur Gitterspule (mit hoher Induktivität) ein kleiner Kondensator gelegt wurde, riß die Schwingung f_2 ab, weil dann der positive Widerstand der Schaltung kleiner als der negative der Röhre wurde.

3. Vergrößern der Schwingungen unter 1. und 2. durch Rückkopplung.

Eine Zunahme der Amplituden der Gitterstoßschwingung und der Dynatronschwingung durch Rückkopplung kann zunächst nur dann erfolgen, wenn die beiden Schwingungen im Anodenstrom enthalten sind. Dies braucht bei entsprechend großer Steuerspannung durchaus nicht immer der Fall zu sein. Die Beeinflussung des Anodenstromes durch die substraktive Wirkung des Gitterstromes kommt

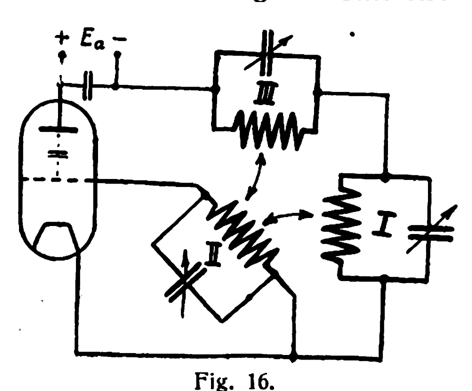


Fig. 16.

nur für die Dynatronschwingung in Frage und kann hier vernachlässigt werden.

a) Durch induktive Rückkopplung (absichtlich).

In der normalen Einkreisschaltung (z. B. Fig. 15) kann eine wirksame induktive Rückwirkung des Anodenkreises auf den Gitterkreis im wesentlichen nur dann stattfinden, wenn die Eigenfrequenz des Gitterkreises durch künstliche Parallelschaltung von Kapazität erniedrigt wird, da sonst der Anodenkreis zu stark kapazitiv wirkt. Durch Einführung einer besonderen evtl. auf f_2 abgestimmten Spule im Anodenkreis (Fig. 16, Kreis III) kann die wirksame Rückkopplung für f_2 noch mehr vergrößert werden, so daß bei weiterer Erhöhung nur f_2 übrig bleibt (siehe Kap. B). Bei großer Dämpfung der Kreise, bzw. bei hoher Selbstinduktivität der Spulen können noch Störschwingungen hinzutreten; es sind hier z. B. noch mehrere Koppelschwingungen vorhanden; bei großer Phasenverschiebung kann ein labiler Zustand entstehen, indem sich zwei Koppelschwingungen abwechselnd erregen.

Es seien hier einige Oszillogramme an tonfrequenten Kreisen wiedergegeben. Fig. 17 zeigt eine Aufnahme von e_g und i_a, wobei Dynatron- und Gitterstoßschwingungen auftreten, da die Steuerspannung von f_1 sehr groß ist. Obwohl wegen der weit ins negative schwingenden Steuerschwingung von f_1 die Gitterstoßschwingung nur sehr schwach im Anodenstrom erkennbar ist (bei x), ist die

Rückkopplung (durch den abgestimmten Kreis III) doch wirksam, wie die allmählich abklingende Schwingung zeigt. Bei Fig. 18 ist die Steuerspannung von f_1 geringer; daher verschwindet die Dynatronschwingung und es erregt sich nur die Gitterstoßschwingung. Diese wirkt jetzt aber auch auf den Anodenstrom ein und, da f_2 stärker rückgekoppelt ist als bei der vorigen Aufnahme, so kommt es zu einer regelrechten Selbsterregung, einem Anwachsen der Amplituden. Bei Fig. 19 sind beide Rückkopplungen stark; die Rückwirkung ist hier beim Einsetzen (x) und Aussetzen (y) der Dynatronschwingung nicht vorhanden, weil letztere zu diesen Zeitpunkten im Anodenstrom wegen Sättigung fast nicht vorhanden ist. Die Gitterstoßschwingung füllt hingegen den ganzen Raum aus, wo kein Gitterstrom fließt. Daß sie bei positiver Gitterspannung zunächst wieder aussetzt, liegt zum Teil daran, daß die Anordnung bei Tonfrequenz aus Gründen der praktischen Dimensionierung stets etwas gitterstromempfindlich ist.

b) Durch C_{ga} (unabsichtlich).

Eine Rückkopplung nur durch die Kapazität der Röhre allein kann eintreten, wenn äußerer und Gitterwiderstand hoch sind (näheres s. 9). Infolge der Dämpfung durch den Gitterstrom kommt hier nur die Gitterstoßschwingung in Betracht. Bei Tonfrequenz genügt meist schon eine kleine Parallelkapazität zur Gitterspule, um die Dämpfungsverminderung zu unterdrücken. Auf eine Wiedergabe der aufgenommenen Oszillogramme mußte aus Platzmangel verzichtet werden.

Es sei noch bemerkt, daß eine Erregung durch C_{ga} bei der normalen Rückkopplungsschaltung ohne den zweiten Schwingkreis in der Anodenzuleitung niemals erfolgen kann, da die Eigenschwingung des Anodenkreises stets tiefer als die des Gitterkreises ist.

(Eingegangen am 14. Oktober 1927.)

(Fortsetzung folgt.)

Untersuchungen an einem Empfangsgerät für kurze Wellen.

(3—6 m Wellenlänge.)

Von Otto Cords, Jena.

(Schluß*)

III. Der Empfang kurzer Wellen.

A. Empfangsmethoden.

1. Allgemeine Empfangsmetoden.

Für den Schwingaudionempfang sowie auch einen empfindlichen Audionempfang ist die Schwingfähigkeit des Empfängers eine selbstverständliche Grundbedingung. Im zweiten Teile dieser Arbeit wurden die Bedingungen der Schwingfähigkeit in Abhängigkeit von den einzelnen Elementen des Schwingaudions behandelt. Zusammengefaßt konnten die Ergebnisse in sogenannten Schwingungsdiagrammen werden.

Vorausgesetzt sei also jetzt, daß durch passende Einstellung der Rückkopplung eine Lokalschwingung erzeugt werden kann, die der aufzunehmenden Welle in der Frequenz gleicht. Dann können drei Methoden des Empfangs unterschieden werden, die durch die Festigkeit der Rückkopplung bedingt werden. Wird die Rückkopplung so lose gewählt, daß es noch nicht zum selbständigen Einsetzen von Schwingungen kommen kann, liegt also der Rückkopplungsgrad, ausgehend vom Werte 0, unterhalb der k_a-Grenze des betreffenden Schwingungsdiagramms für die vorliegende Abstimmung, so wirkt er dämpfungsvermindernd und erzielt dadurch bereits eine gewisse Empfindlichkeit des Empfängers (gewöhnlicher Audionempfang). Die Empfindlichkeit zeigt unmittelbar von der k_a-Grenze ihren größten Wert. Da die Entdämpfung nur für eine bestimmte Wellenlänge gilt, erhält man weiter eine sehr schmale Resonanzkurve, also eine beträchtliche Selektivität des Empfängers.

Ob bei einem Empfang mit solcher Rückkopplungseinstellung unmittelbar vor der Schwinggrenze bereits eine zweite mögliche Empfangsmethode, die als Schwingaudionempfang bezeichnet werden müßte, vorliegt, läßt sich nicht direkt nachweisen, ist aber vielleicht anzunehmen. Diese hier mit Schwingaudionempfang erster Art bezeichnete Empfangsart besteht darin, daß durch die Fernerregung, auf dessen Wellenlänge der Kreis sauber abgestimmt sein muß, Lokalschwingungen erzeugt werden, obgleich die Rückkopplung noch nicht die Einsetzgrenze selbständiger Schwingungen überschritten hat. Diese kohärenten Lokalschwingungen vergrößern die Hochfrequenzamplitude der Fernerregung und dienen somit zur Hochfrequenzverstärkung.

Beim Empfang modulierter Schwingungen, wie sie im Telephoniebetrieb und bei Telegraphiesendern mit Anodenwechselspannungsquellen von hörbarer Frequenz vorliegen, wird bei beiden Empfangsarten ein sauberer Ton im Telephon auftreten. Bei der später zu besprechenden objektiven Registriermethode ist das Kennzeichen dafür, daß es sich um eine von diesen beiden Empfangsarten handelt, daß der Ausschlag des Meßinstruments beim Fortfall der Fernerregung auf Null zurückgehen muß.

Dagegen handelt es sich um einen Ueberlagerungsempfang oder einen Schwingaudionempfang zweiter Art, wenn ein Rückgehen des Ausschlages des Instruments nicht eintritt. Bei diesen beiden Empfangsarten muß die Rückkopplung über die k_a-Grenze gesteigert werden, so daß Lokalschwingungen im Empfänger bestehen.

Unter einem Schwingaudionempfang zweiter Art wird hier eine Empfangsmethode verstanden, die sich des von Möller[9]) angegebenen Gleichstromempfangs im Mitnahmebereich bedient. Möller fand, daß bei einer bestimmten Grenze beim Empfang ungedämpfter Wellen die Interferenztöne, obgleich die Frequenzen der Fernerregung und der Lokalwelle noch differieren müßten, aussetzen. und konnte zeigen, daß die Audionschwingung hier von der Fernerregung mitgenommen wird. Das heißt, die Frequenz der Audionschwingung wird innerhalb eines bestimmten Be-

*) I. Teil ds. Jahrbuch 31, S. 1, 1928.

9) H. G. Möller, l. c.

reiches vom Sender bestimmt. Dann kann ebenfalls ein sauberer Empfang modulierter Sender denkbar sein.

Eine experimentell bestätigte Theorie[10]) dieses Gleichstromempfangs, der sich für außerhalb des Mitnahmebereiches liegende Störwellen durch eine völlige Störfreiheit auszeichnet, ergibt eine Abhängigkeit der Breite des Mitnahmebereiches sowie der Empfindlichkeit von der Festigkeit der Rückkopplung und von der Größe der Wechselstromamplitude der Audionschwingung.

Hinzugefügt sei noch, daß diese angeführten Empfangsmethoden ebenso an der anderen Seite des Schwingungsgebietes, der k_c-Grenze der Schwingungsdiagramme, angewendet werden können. Dabei liegen der Audion- und Schwingaudionempfang erster Art hinter der k_c-Grenze zu festeren Rückkopplungen hin, dagegen der Ueberlagerungsempfang und der Schwingaudionempfang zweiter Art vor der k_c-Grenze bei loseren Rückkopplungen.

2. Geeignete Empfangsmethoden für sehr kurze Wellen.

Zunächst seien die Methoden herangezogen, die für den Empfang modulierter Sender auf kurzen Wellen von ungefähr 3—6 m Wellenlänge geeignet sind. Hier scheidet sofort der Ueberlagerungsempfang völlig aus. Auch für den Empfang ungedämpfter Wellen dürfte er ungeeignet sein, da selbst bei der Voraussetzung einer genügenden Konstanz der Sender- und Empfängerschwingungen die Einstellung einer bestimmten Ueberlagerungsfrequenz undurchführbar sein wird, weil hierfür zu kleine, praktisch schwer zu erreichende Kapazitätsänderungen erforderlich wären.

Der nur mit mäßiger Dämpfungsreduktion arbeitende Audionempfang läßt zwar eine verhältnismäßig bequeme Bedienung des Empfängers zu, ist aber wegen des Fehlens einer kräftigen Verstärkung nur für geringe Reichweiten geeignet.

Eine viel größere Empfindlichkeit ist wegen dieser Verstärkerwirkung beim Schwingaudionempfang erster und zweiter Art zu erwarten. Damit aber beim letzteren die Breite des Mitnahmebereiches nicht zu schmal wird, was die an sich schon erhebliche Schwierigkeit der Einstellung eines Kurzwellenempfängers noch steigern würde, muß man mit einer ziemlich losen Rückkopplung dicht hinter der k_a- bzw. vor der k_c-Grenze arbeiten, wo man die kleinsten Lokalschwingungsamplituden findet.

Eine empfindliche Schwingaudioneinstellung stößt nun auf die Schwierigkeit, daß bei dem vorliegenden Empfänger ohne weiteres die Einstellung einer passend kleinen Amplitude unmöglich ist. Bei Besprechung der Schwingvorgänge hat sich gezeigt, daß die größten Schwinggebiete bei den größten Gitterwiderständen gefunden werden, die auch zu einer guten Audionwirkung nötig sind. Dann aber tritt auch ein überaus hartes Einsetzen der Schwingungen ein, bei dem die Amplitude sofort einen recht großen Wert erreicht.

Günstigere Amplitudenwerte lassen sich einstellen, wenn man von der optimalen Rückkopplung ausgeht, und nach loseren oder festeren Rückkoppelungen zu die Grenzen des stabilen Schwingungsgebietes, k_a bzw. k_c, überschreitet bis zu den Grenzkurven k_d bzw. k_b der labilen Schwingungsgebiete. Diese Schwingungen sind aber bereits gegen geringfügige Einflüsse, wie z. B. die Annäherung einer Hand oder überhaupt eine Bewegung der den Apparat bedienenden Person, sehr empfindlich und reißen leicht ab, wobei ein Wiedereinsetzen erst durch ein Zurückgehen der Rückkopplung auf einen Wert für stabile Schwingungen zu erreichen ist.

So sieht es zunächst gerade für die empfindlichsten Empfangsmethoden bei kurzen Wellen sehr ungünstig aus. Abhilfe konnte erst ein Kunstgriff, wenigstens für den Empfang in sehr geringer Entfernung, schaffen, der mit Hilfe einer sehr einfachen Hilfsvorrichtung angewendet werden konnte.

[10]) J. Golz, Jahrb. f. drahtlose Telegr. 19, S. 281, 1922.

3. Hilfsvorrichtung zum Empfang.

Der Gedanke dieser Hilfsvorrichtung besteht darin, daß beim Schwingaudionempfang stets mit stabilen Lokalschwingungen gearbeitet wird, deren Amplitude durch Anwendung einer regulierbaren äußeren Dämpfung für den Schwingaudionempfang zweiter Art (Mitnahmebereich) auf einen passenden, kleinen Wert herabgesetzt wird, bzw. für den Schwingaudionempfang erster Art völlig erstickt wird und erst wieder durch die Fernerregung ausgelöst werden kann. Man arbeitet also immer innerhalb des durch die Kurven k_a und k_c begrenzten Gebietes des Schwingungsdiagramms.

Praktisch wird die Dämpfung durch Wirbelströme bewirkt, die in einer kräftigen Metallplatte induziert werden. Die Platte ist klappenartig in Scharnieren beweglich und kann durch ein Hebelwerk sehr fein verstellbar an die Kreisspule herangeklappt werden. Elektrisch verbunden ist diese Klappe mit der Zuführung zum Abgreifpunkt der Spule, dem indifferenten Punkte der Dreipunktschaltung.

4. Empfangsregistrierung.

Besonders in größerer Nähe des Senders, wenn man noch ohne Niederfrequenzverstärkung arbeiten kann, läßt sich eine einfache Registriermethode benutzen, die mit der früheren zur Analyse der Lokalschwingungen an sich identisch ist, indessen aber verfeinert werden mußte. Benutzt wird wieder die Aenderung des mittleren Emissionsstroms beim Einsetzen von Schwingungen im Empfänger. Hierbei handelt es sich aber jetzt nicht mehr um Lokalschwingungen allein, sondern um Fernerregung beim einfachen Audionempfang oder bei den übrigen besprochenen Empfangsarten um Fernerregung + kohärente Lokalschwingung. Dabei kann hier angenommen werden, daß die Gesamtamplituden immer so klein bleiben, daß eine Proportionalität zwischen dem gemessenen Effekt δJ_e und der im Empfänger aufgefangenen Senderenergie vorhanden ist, wenn der Empfänger sich nicht gerade in unmittelbarer Nähe des Senders befindet.

Bei der Registrierung wird nicht mehr der gesamte Emissionsstrom gemessen, sondern zur Verfeinerung der Methode der Ruhestrom kompensiert, so daß die interessierenden Schwankungen des Ruhestroms mit einem Instrument bedeutend größerer Empfindlichkeit gemessen werden können. Sehr zweckmäßig erwies sich dazu ein Schleifengalvanometer von Zeiss mit einer Empfindlichkeit von etwa $0{,}5 \cdot 10^{-6}$ Amp./Skt., das sich durch eine hier sehr angebrachte starke Dämpfung auszeichnet.

B. Empfangsmessungen.

1. Empfang in großer Nähe des Senders.

Empfangsdiagramme.

In der Nähe des Senders bis zu Entfernungen, die von der Größe der gerade benutzten Senderenergie abhängig sind, also bei kleinen Senderröhren bis etwa 1000 m, lassen sich mit Hilfe der beschriebenen Registriermethode Diagramme aufnehmen, aus denen man auf die Empfangsgüte des Emp-

fängers schließen kann, ähnlich wie bei den Schwingungsdiagrammen auf die Schwingfähigkeit. Allerdings haben solche Empfangsdiagramme nicht die praktische Bedeutung der Schwingungsdiagramme, aus denen direkt die Grenzen der Schwingfähigkeit quantitativ abgelesen werden können. Ihr Zweck ist erfüllt, wenn aus einer einmaligen Aufnahme die eben angeführten Empfangsmethoden unterscheidbar werden.

Wenn keine meßtechnischen Schwierigkeiten beständen, könnte man an die Aufnahme der Abhängigkeit der Lautstärke bzw. des Ausschlags des Registrierinstruments von der Kondensatorstellung des Empfängers denken. Bei den kurzen Wellen handelt es sich dabei aber um einen so schmalen Kapazitätsbereich von höchstens drei bis vier Skalenteilen bei sehr loser Rückkopplung, daß eine quantitative Auswertung schwierig wird.

Qualitativ ergaben solche Versuche folgendes: Der Sender auf einer Welle von etwa 350 cm befand sich in einer Entfernung von etwa 10 m vom Empfänger, allerdings in dem nächsthöheren Stockwerk des Instituts. Er konnte vom Empfänger aus getastet werden. Bei sehr loser Rückkopplung war die Resonanzkurve verhältnismäßig breit und sanft ansteigend. Mit gesteigerter Rückkopplung wurde dann die Kurve schmal und spitz.

Direkt vor der Schwinggrenze des Empfängers, also bei größtmöglicher Dämpfungsreduktion, erreichten naturgemäß die Ausschläge des Registrierinstruments die größten Werte. Nach Ueberschreiten der Schwinggrenze ging der Ausschlag nicht mehr auf Null zurück. Trotzdem konnte auch hier eine Resonanzkurve beim Durchdrehen des Kondensators gefunden werden. Es handelte sich dabei entweder um einen Ueberlagerungsempfang, der sich durch Tonzerstörung im Telephon oder Lautsprecher kennzeichnete, oder um einen Schwingaudionempfang zweiter Art innerhalb des Mitnahmebereiches, bei dem hier in großer Nähe des Senders der vollständig klare Modulationston hörbar wurde. Dabei vergrößerte sich der Ausschlag des Registrierinstruments,

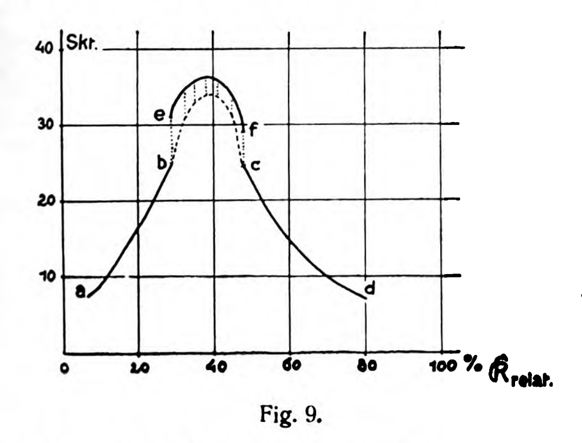


Fig. 9.

während beim Ueberlagerungston bei nicht genauer Abstimmung eine kleine Verringerung des Lokalschwingungsausschlages aufzutreten schien.

Die interessante Feststellung, daß ein Empfang innerhalb des Mitnahmebereiches bei diesen extrem kurzen Wellen überhaupt möglich ist, läßt sich durch eine Messung erhärten, aus der zudem noch eine weitere Uebereinstimmung mit der Möllerschen Theorie bezüglich der Breite des Mitnahmebereiches hervorgeht. Bei einer solchen Messung wurden bei verschiedenen relativen Rückkopplungsfaktoren die maximalen Ausschläge des Registrierinstruments gemessen, die beim Audion- bzw. Schwingaudionempfang erster Art beim Unterbrechen des Senders auf Null, beim Schwingaudionempfang zweiter Art dagegen auf den der Lokalschwingungsamplitude entsprechenden Wert zurückgingen. In der Fig. 9 sind als Abszisse der relative Rückkopplungsgrad in Prozenten, als Ordinate der Ausschlag des Schleifengalvanometers in Skalenteilen aufgetragen, wobei die Empfindlichkeit des Instruments wegen der großen Nähe des Senders stark vermindert werden mußte. Auf den Strecken *a*—*b* und *c*—*d* sind die Ausschläge außerhalb des Bereiches stabiler Empfängerschwingungen, der zwischen den den Punkten *b* und *c* entsprechenden Rückkopplungswerten liegt, aufgetragen. Der Verlauf der Lokalschwingungsamplituden innerhalb dieses Bereiches ist gestrichelt gezeichnet. Bei eingeschaltetem Sender erreichten bei vollständig klarem Ton die Ausschläge die durch die Kurve *e* bis *f* bestimmten Werte.

Man sieht, daß die Ueberhöhung über die Lokalschwingungsamplitude mit deren Zunahme abnimmt. Außerdem konnte bei der Einstellung des Maximums festgestellt werden, daß die Breite des Bereiches, in dem ein sauberer Ton herrscht und der damit der Möllerschen Mitnahmebereichweite entsprechen muß, mit zunehmender Lokalamplitude, wie es die Theorie verlangt, abnimmt. Durch Anwendung der Dämpfungsklappe kann nun diese Amplitude auf passende Werte herabgesetzt werden, so daß eine ausreichende Mitnahmebereichbreite erzielt wird. Dabei stellte sich aber eine Aenderung der Kreisabstimmung bei gleichbleibender Senderwellenlänge heraus. Und zwar mußte bei Annäherung der Klappe die Kreiskapazität vergrößert werden, wenn die Abstimmung erhalten bleiben sollte.

Zur Erklärung kann man das System Kreisspule-Dämpfungsklappe als einen Lufttransformator mit kurzgeschlossener Sekundärseite auffassen[11]), bei dem bekanntlich der sekundäre Kreis so wirkt, als ob der Widerstand des Primarkreises vergrößert und seine Selbstinduktion verkleinert wird. Die Differenz beider Effekte muß durch eine Kapazitätsvergrößerung ausgeglichen werden.

2. Empfang in größerer Entfernung.

a) Allgemeines.

Als größere Entfernung wird hier schon eine Luftstrecke von 16 km bezeichnet, die mit einer Telephoniesenderleistung von etwa 50 Watt auf der 4-m-Welle ohne Niederfrequenzverstärkung überbrückt werden konnte. Auf dieser Strecke liegen 4000 Wellenlängen, während bei den soeben angeführten Versuchen etwa 2 bis 150 Wellenlängen in Frage kommen.

Bei solchen Versuchen in größerer Entfernung stellte sich heraus, daß von den beschriebenen Empfangsmethoden nur noch der Schwingaudionempfang erster Art als anwendbar übrig blieb. Bei besonders großer Senderenergie konnte man allerdings den gewöhnlichen Audionempfang mit geringer Dämpfungsreduktion anwenden.

Unmöglich war aber ein Empfang innerhalb des Mitnahmebereiches. Das ist auch nach den Versuchen in geringer Entfernung und der Theorie zu erwarten, da die Breite des Mitnahmebereiches bei abnehmender Fernerregung abnimmt.

Die Dämpfungsklappe konnte, obgleich sie hier nicht zu ihrem eigentlichen Zweck benutzt wurde, praktische Verwendung finden, da sie wegen ihrer Selbstinduktionsbeeinflussung zur bequemen Abstimmung des Empfängers benutzt werden konnte. Es war möglich, durch allmähliches Vergrößern des Klappenabstandes und gleichzeitiges Nachstim-

[11]) Vgl. W. Jäger, Elektr. Meßtechnik, S. 137.

men des Kondensators sich sehr weich der Schwinggrenze zu nähern, bei der bekanntlich das Empfangsmaximum liegt.

b) Empfangsantenne.

Selbst auf größere Entfernungen genügte zunächst die Kreisspule von nur 120 mm Durchmesser als Rahmenantenne, um einen lautstarken Empfang zu erzielen, wenn die Spulenebene richtig zum Sender lag. Durch den Einbau der Dämpfungsklappe wurde aber die Spule stark abgeschirmt, so daß zur Anwendung von besonderen Empfangsantennen geschritten wurde. Vor allem sollte durch be-

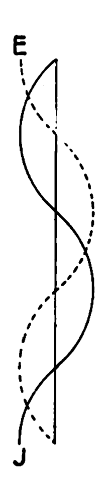


Fig. 10.

sondere Dimensionierung der Antenne erreicht werden, daß eine Richtungsempfindlichkeit für schräg einfallende Wellen besteht.

Solche Richtungsempfindlichkeit wird bei abgestimmten Antennen erreicht, wenn auf ihnen beispielsweise eine Strom- und Spannungsverteilung herrscht, wie sie in Fig. 10 dargestellt ist. Praktisch wurden mit einer Länge von $^5/_4\,\lambda$ die besten Erfolge erzielt. Dabei wurde das Antennenende elektrisch mit dem Abgreifer des Empfängers, also dem indifferenten Punkt der Dreipunktschaltung, verbunden. Eine Erdung war nicht vorhanden.

Da mit Wellen wechselnder Länge gearbeitet wurde, sollte eine leicht transportable Station geschaffen werden, die vor allem eine abstimmbare Antenne besitzt. Eine schematische Zeichnung der Antennenkonstruktion zeigt Fig. 11. In einem kräftigen, zusammenklappbaren Holzbock, der gleichzeitig eine Tischplatte für die Apparate und Batterien trägt, steht der aus zwei Bambusstangen zusammengesetzte Mast von insgesamt 9 m Höhe. Die Zeichnung läßt erkennen, wie die Länge der aus Litze bestehenden Antenne durch einen Seilzug verändert werden kann. Während der Längenveränderung kann stets empfangen und auf größte Lautstärke eingestellt werden.

Zusammenfassung.

1. Es wird ein Schwingaudion für kurze Wellen in dem Bereich von 3—6 m beschrieben und gezeigt, daß bei der vorliegenden Dreipunktschaltung eine einfache Berechnung eines relativen Rückkopplungsfaktors möglich ist.

2. Da als wesentlichste Bedingung einer genügenden Empfangsempfindlichkeit die Schwingfähigkeit des Empfängers angesehen wird, werden im zweiten Teile die Bedingungen der Schwingungsvorgänge besprochen. Zunächst wird eine Methode zur Feststellung der Schwingungen behandelt und untersucht, wie weit quantitative Messungen der Schwingungsamplituden möglich sind.

3. Auf Grund einer Schwingungsanalyse werden stabile und labile Schwingungsbereiche in Abhängigkeit von dem relativen Rückkopplungsfaktor unterschieden. In gewisser Analogie zu den Rukopschen Diagrammen gelingt es, wie hier nur angedeutet wird, Reißdiagramme aufzunehmen, die allerdings als weitere Abhängigkeit die Kreisabstimmung enthalten.

Ihre schwierige Aufnahme wird vermieden durch Aufnahmen von sogenannten Schwingungsdiagrammen, die die Amplitude nicht berücksichtigen. Aus solchen Diagrammen lassen sich die Schwingfestigkeit und die Schwingfähigkeit des Empfängers ablesen, die für seine Güte wesentlich sind. Vor allem kann gezeigt werden, daß mit wachsendem Gitterwiderstand der Audionschaltung die Schwingfähigkeit des Empfängers zunimmt, wenn auch die Schwingungen härter einsetzen. Aus direkten Messungen auf einem Lechersystem kann auf den Empfangsbereich des Empfängers geschlossen werden.

Der Bereich des Empfängers, gegeben durch den Kapazitätsbereich des Kreiskondensators, ist bei den gegebenen Dimensionen nicht voll ausnutzbar, solange nicht durch Einschaltung von Zusatzspulen in den sogenannten Röhrenkreis das ungünstig kleine Verhältnis der Selbstinduktion zur Kapazität verbessert wird. Durch solche Spulen ist es möglich, den Bereich des Empfängers so zu vergrößern, daß ein Wellenband von 3—6 m bestrichen werden kann.

Um zu einer etwaigen Klärung der Einsatzvorgänge der Schwingungen zu gelangen, wird untersucht, wie die Span-

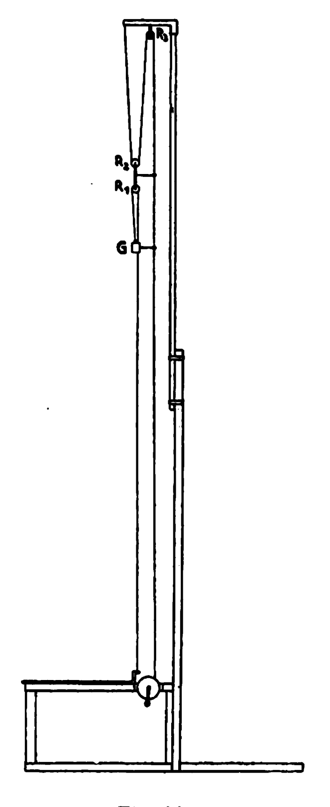


Fig. 11.

nungsverhältnisse an der Röhre liegen. Es stellt sich heraus, daß der Einsatz der Schwingungen bei positiven Gitterspannungen bis etwa 50 Volt eintritt. Durch besondere Kennlinienaufnahmen kann gezeigt werden, daß im positiven Gitterspannungsgebiet die statische Kennlinie eine vom Gitterwiderstand abhängende Steilheit besitzt, die bedeutend geringer ist als die normale Steilheit. Hierdurch sind Rück-

schlüsse auf die Art des Einsetzens der Schwingungen möglich, die sich mit experimentellen Feststellungen decken.

Wegen der hohen positiven Gitterspannungen wird erklärlich, daß für diese besonderen Zwecke nur Röhrentypen geeignet scheinen, die auch bei ihnen noch keine Sättigung zeigen. Hieraus wird verständlich, daß bisher nur Oxydfadenröhren und gasgefüllte Ultraröhren mit Erfolg verwendet werden können.

4. Der letzte Teil handelt von dem Empfang kurzer Wellen. Zunächst werden die mit einem Schwingaudion möglichen Empfangsmethoden besprochen: der gewöhnliche Audionempfang, der schließlich bei einer fast zur Schwingungserzeugung genügenden Dämpfungsreduktion in den Schwingaudionempfang erster Art übergeht. Bei stabilen Lokalschwingungen ist dann schließlich noch ein Empfang innerhalb des Mitnahmebereiches (Schwingaudionempfang zweiter Art) denkbar.

Speziell bei kurzen Wellen empfiehlt sich die Anwendung einer Dämpfungsklappe, die die Amplitude der Lokalschwingung herabsetzt. Außerdem bewirkt sie eine Selbstinduktionsänderung der Kreisspule, die zur Feineinstellung des Empfängers benutzt werden kann. Ein Schwingaudionempfang zweiter Art ist nur bei großer Nähe des Senders feststellbar. Dabei decken sich die gefundenen Ergebnisse mit der Möllerschen Theorie.

Obgleich auch auf größere Entfernungen ein Empfang mit der als Rahmenantenne wirkenden Kreisspule möglich war, wird zur Steigerung der Empfangsenergie eine abstimmbare Antenne besonderer Konstruktion verwendet.

Jena, Techn.-physikal. Institut d. Universität.

(Eingegangen am 15. November 1927.)

Über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen.

Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit des Herrn G. J. Elias.

Von **H. Benndorf** und **A. Székely.**

Mitteilung aus dem physikalischen Institut der Universität Graz. Nr. 59.

In seiner interessanten Arbeit über die Fortpflanzung elektrischer Wellen[1]) gelangt G. J. Elias zu etwas anderen Resultaten bezüglich Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante eines ionisierten Gases als seine Vorgänger W. H. Eccles[2]) und J. Salpeter[3]) und übrigens auch als sein Nachfolger H. Lassen[4]). Herr Elias weiß dies und bemerkt diesbezüglich in einer Arbeit[5]): „Es darf an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, ohne näher auf diese Frage einzugehen, daß die Rechnung bei Salpeter einen Fehler bei der Mittelwertsbildung enthält, wodurch das Ergebnis einigermaßen entstellt wird" und in der oben zitierten Arbeit (Seite 69) „Wegen etwas anderer Mittelwertbildung weicht der Ausdruck 22 einigermaßen ab von den von Salpeter l. c. gefundenen Formeln."

Diese Bemerkungen waren für uns der unmittelbare Anlaß, zu untersuchen, worin die Verschiedenheit der Resultate von Elias und Salpeter ihren letzten Grund hat. Es erschien dies durchaus der Mühe wert, da die Formeln von J. Salpeter[6]) gegenwärtig allgemein als Grundlage für Rechnungen über die Fortpflanzung elektrischer Wellen in ionisierten Gasen verwendet werden.

[1]) diese Zeitschrift **27**, 66, 1926.
[2]) diese Zeitschrift **8**, 253, 1914. (Übersetzung einer englischen Arbeit aus dem Jahre 1912.)
[3]) diese Zeitschrift **8**, 247, 1914.
[4]) diese Zeitschrift **28**, 139, 1926.
[5]) El. Nachr. Technik **2**, 353, 1925.
[6]) Historisch sei über die Berechnung von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante ionisierter Gase aus bestimmten Annahmen über die Ionenbeschaffenheit und Natur des Gases folgendes bemerkt: Zuerst hat wohl W. H. Eccles l. c. diesbezügliche Berechnungen durchgeführt, in denen er einen der Geschwindigkeit proportionalen Widerstand der Ionen einführt. Unabhängig von ihm hat später J. Salpeter Formeln für Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante entwickelt, indem er die von Eccles rein phänomenologisch eingeführte Dämpfung der Ionenbewegung molekulartheoretisch begründet. Man überzeugt sich leicht, daß man von den Ecclesschen Formeln zu den Salpeterschen gelangt, daß somit diese beiden äquivalent sind. Die meistens als Quelle zitierte Arbeit von J. Larmor (Phil. Mag. **48**, 1025, 1924) enthält eigentlich nur eine Spezialisierung der Untersuchungen von Eccles und Salpeter auf Elektronen für den Grenzfall verschwindender Dämpfung.

Wir fanden bei unserer Untersuchung, daß die Resultate von Herrn Elias durch eine unrichtige Art der Abzählung der Ionen, die eine bestimmte freie Weglänge besitzen und innerhalb eines bestimmten Zeitintervalles ihren letzten Zusamemnstoß erfahren haben, hervorgerufen sind[7]).

Im folgenden soll zunächst eine einfache und durchsichtige Ableitung der Salpeterschen Formeln und dann die Korrektur gegeben werden, die an den Eliasschen Zahlenwerten für Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante anzubringen ist.

1. Ableitung der Formeln von J. Salpeter.

Der übliche Gedankengang, der zur Ableitung der Formeln für die Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante in ionisierten Gasen führt, ist der folgende: In rein phänomenologischer Betrachtungsweise setzt sich der elektrische Strom in einem Medium mit der Dielektrizitätskonstante ε und dem spezifischen Leitvermögen g aus zwei Teilen zusammen, dem Verschiebungsstrom und dem Leitungsstrom. Es ist die Stromdichte

$$j = \frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial F}{\partial t} + g F,$$

worin F die Feldstärke bezeichnet. Geht man zur molekulartheoretischen Betrachtungsweise über, wie das bei einem ionisierten Gas zunächst notwendig ist, so bleibt der Verschiebungsstrom $\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial F}{\partial t}$ und an die Stelle des Leitungsstromes tritt der Konvektionsstrom $j_k = \Sigma\, n_i q_i w_i$, wobei n_i die Anzahl der Ionen der i-ten Gattung im cm^3, q_i die Ladung und w_i die Geschwindigkeit eines Ions in der Feldrichtung bedeutet. Man berechnet nun zunächst die Konvek-

[7]) Um eine längere Polemik zu vermeiden, haben wir uns brieflich mit Herrn Elias ins Einvernehmen gesetzt und über die Art der Abzählung eine Diskussion abgeführt; sie ergab das erfreuliche Resultat, daß Herr Elias nunmehr unsere, im folgenden Abschnitt gegebene Ableitung und damit auch die Salpeterschen Formeln als richtig anerkennt.

tionsstromdichte j_k in einem Wechselfeld und erhält dafür einen Ausdruck von der Form $j_k = AF + B\frac{\partial F}{\partial t}$, somit für die gesamte Stromdichte $j = \left(\frac{\varepsilon}{4\pi} + B\right)\frac{\partial F}{\partial t} + AF$.

Diese Tatsache kann man nun rein formal so deuten, daß man sagt, das ionisierte Gas besitzt eine scheinbare Dielektrizitätskonstante $\varepsilon + 4\pi B$ und ein spezifisches Leitvermögen A.

Die Berechnung der Zusatzgeschwindigkeit w, die ein Ion in einem Felde erfährt, hängt wesentlich davon ab, welche Annahmen man über das Verhalten eines Ions beim Zusammenstoß mit einer Gasmolekel macht. Es ist gegenwärtig üblich, anzunehmen, und sowohl Elias wie Salpeter tun dies, daß die Geschwindigkeit, die ein Ion zwischen zwei Zusammenstößen durch Einwirkung des Feldes erhält, klein gegen die thermische Geschwindigkeit ist und daß ein Ion bei einem Zusammenstoß seine ganze Zusatzgeschwindigkeit verliert[8].

Unter dieser letzten Voraussetzung berechnet sich aus der Bewegungsgleichung des Ions $m\frac{dw}{dt} = qF_m \sin\omega t$ in einem Wechselfelde $F = F_m \sin\omega t$

$$w = -\frac{qF_m}{m\omega}\cos\omega t + C. \tag{1}$$

Zur Bequemlichkeit des Lesers bedienen wir uns im allgemeinen der Bezeichnungsweise, die Herr Elias verwendet hat. Es bedeutet daher m die Masse, q die Ladung, w_0 die mittlere thermische Geschwindigkeit, l die mittlere Weglänge eines Ions, w die Zusatzgeschwindigkeit, die es durch das Feld erhält. Die Konstante C hängt wesentlich davon ab, wann das betrachtete Ion seinen letzten Zusammenstoß erfahren hat.

Wir betrachten nun eine bestimmte Gruppe von Ionen einer Ionengattung, nämlich die, welche vor τ Sekunden, also zur Zeit $t-\tau$, ihren letzten Zusammenstoß erfahren haben und nennen sie kurz die τ-Ionen; ihre Zusatzgeschwindigkeit sei w_τ, ihre Anzahl im cm³ n_τ.

Aus Gleichung (1) ergibt sich dann für C

$$O = -\frac{qF_m}{m\omega}\cos\omega(t-\tau) + C$$

und daher

$$w_\tau = \frac{qF_m}{m\omega}(\cos\omega(t-\tau) - \cos\omega t), \tag{2}$$

die Zusatzgeschwindigkeit in einem bestimmten Zeitpunkt t. Es erübrigt sich also, nur mehr die Zahl n_τ zu ermiteln, um den durch sämtliche Ionen gebildeten Konvektionsstrom $j_k = q\Sigma n_\tau w_\tau$ berechnen zu können, wobei die ebenfalls übliche Voraussetzung gemacht ist, daß sämtliche Ionen die gleiche Elektrizitätsmenge q mit sich führen.

Zur Berechnung von n_τ gehen wir in folgender Weise vor. Bezeichnet n_1 die Gesamtzahl der Ionen der betrachteten Gattung in 1 cm³, $z = w_0/l$ die Zahl der Zusammenstöße eines Ions in der Sekunde, so ist die Zahl der Ionen, die in irgendeinem Zeitintervall $d\tau$ zusammenstoßen $n_1 z d\tau$; die Zahl der Ionen, die nach τ Sekunden noch mit keiner Molekel zusammengestoßen sind, erhalten wir in bekannter Weise durch Multiplikation mit dem Faktor $e^{-z\tau}$, der die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, daß ein beliebig herausgegriffenes Ion mindestens noch durch τ Sekunden ohne zusammenzustoßen läuft,

$$n_\tau = n_1 z e^{-z\tau} d\tau, \tag{3}$$

das ist die gesuchte Zahl der τ-Ionen. Setzt man nun n_τ aus 3 und w_τ aus 2 in die Formel für den Konvektionsstrom ein, so ergibt sich:

$$j_k = \frac{q^2 F_m}{m\omega} n_1 z \int_0^\infty e^{-z\tau}[\cos\omega(t-\tau) - \cos\omega t]\, d\tau$$

und nach Ausführung der Integration

$$j_k = \frac{q^2 F_m n_1}{m}\left(\frac{z}{\omega^2+z^2}\sin\omega t - \frac{\omega}{\omega^2+z^2}\cos\omega t\right); \tag{4}$$

da $F = F_m \sin\omega t$ und $\frac{\partial F}{\partial t} = \omega F_m \cos\omega t$ ist, kann auch geschrieben werden

$$j_k = \frac{q^2 n_1}{m}\frac{z}{\omega^2+z^2}F - \frac{q^2 n_1}{m}\frac{1}{\omega^2+z^2}\frac{\partial F}{\partial t} \tag{5}$$

Der Koeffizient von F bedeutet also die scheinbare Leitfähigkeit g_1 des ionisierten Gases; der von $\frac{\partial F}{\partial t}$ den 4πten Teil des scheinbaren Zuwachses $\Delta\varepsilon_1$, der Dielektrizitätskonstante ε, soweit sie bedingt sind durch die betrachtete Ionengattung. Sind noch andere Ionengattungen von der Dichte n_2, n_3 .... vorhanden, so wird die gesamte Leitfähigkeit $g = g_1 + g_2 + g_3 + ..$ und analog die gesamte Aenderung der Dielektrizitätskonstante.

Wir erhalten also aus (5)

$$g_1 = \frac{q^2 n_1}{m}\frac{z}{\omega^2+z^2} \text{ und } \Delta\varepsilon_1 = -\frac{4\pi q^2 n_1}{m}\cdot\frac{1}{\omega^2+z^2}$$

und diese Formeln sind identisch mit denen von Salpeter.

2. Korrektur an den Eliasschen Resultaten.

Es erübrigt nunmehr nur zu untersuchen, wie weit die Folgerungen, die Elias aus seinen Formeln gezogen hat, hinfällig sind. Da ist es nun sehr erfreulich, festzustellen, daß die von Elias berechneten Werte für die Leitfähigkeit und Aenderung der Dielektrizitätskonstante nicht allzu sehr von den Werten, wie sie sich aus den Salpeterschen Formeln ergeben, abweichen.

Der Charakter der Kurven für log g und log $(-\Delta\varepsilon)$ ändert sich nicht, wie man sieht, wenn man die Werte aus den Salpeterschen Formeln graphisch aufträgt. Die Maxima der Leitfähigkeit liegen etwa 8 km tiefer als bei Elias; der Quotient g/g_{Elias} beträgt im aufsteigenden Ast der Kurve etwa 2, im absteigenden sinkt er mit wachsender Höhe bis auf etwa $^1/_{10}$.

Um einen Vergleich der aus den Salpeterschen Formeln berechneten Werte von g und $\Delta\varepsilon$ mit den Eliasschen Werten zu ermöglichen, haben wir unter Zugrundelegung einer Ionendichte von 10^5 cm^{-3} und der von Elias auf Seite 70 seiner Arbeit angegebenen Werte von $\omega\frac{l}{w_0}$, die Werte von log g und log $(-\Delta\varepsilon)$ berechnet; sie sind in untenstehender Tabelle mit den entsprechenden Werten von Elias, die wir aus seinen Kurven abgelesen haben, zusammengestellt.

[8]) Wie weit diese Annahme, besonders für freie Elektronen nach den neueren Experimentaluntersuchungen noch berechtigt ist, soll hier nicht untersucht werden.

Tabelle
der Werte für Leitfähigkeit und Dielektrizitäts-Konstante.

Höhe in km		50		60		75		100		150	
		E.	S.	E.	S.	E.	S.	E.	S.	E.	S.
$\log g$	$\lambda = 10$ km	3,9	4,2	4,5	4,8	5,5	5,9	7,2	7,5	6,6	5,5
	1 km	3,9	4,2	4,5	4,8	5,5	5,9	6,7	6,7	4,9	3,5
	100 m	3,9	4,2	4,5	4,8	5,4	5,8	5,2	4,8	2,5	1,5
	10 m	3,9	4,2	4,5	4,8	4,6	4,4	3,2	2,8	0,6	–0,5
$\log\left(-\frac{\omega \Delta \varepsilon}{4\pi}\right)$	10 km	0,0	0,3	1,2	1,5	3,2	3,6	6,4	6,8	8,2	8,1
	1 km	1,0	1,3	2,2	2,5	4,2	4,6	6,8	7,1	7,2	7,1
	100 m	2,0	2,3	3,2	3,5	5,0	5,5	6,1	6,1	6,2	6,1
	10 m	3,0	3,3	4,2	4,4	5,0	5,1	5,1	5,1	5,2	5,1
$\log(-\Delta \varepsilon)$	10 km	–4,2	–3,9	–3,0	–2,7	–1,0	–0,6	+2,2	+2,7	+4,0	+4,0
	1 km	–4,2	–3,9	–3,0	–2,7	–1,0	–0,6	+1,6	+1,9	+2,0	+2,0
	100 m	–4,2	–3,9	–3,0	–2,7	–1,2	–0,7	+0,1	–0,1	–0,0	–0,1
	10 m	–4,2	–3,9	–3,0	–2,8	–2,2	–2,1	+2,1	–2,1	–2,0	–2,1

Die Spalten E und S enthalten die nach Elias und nach Salpeter berechneten Werte.

Man kann also sagen, daß die Folgerungen, die Herr Elias in seiner Arbeit aus den von ihm berechneten Zahlenwerten für g und $\Delta \varepsilon$ zieht, auch bei Zugrundelegung der richtigen Werte dieser Größen, in allen wesentlichen Punkten erhalten bleiben.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine neue einfache Ableitung der Formeln für die Leitfähigkeit und die Dielektrizitätskonstante eines ionisierten Gases gegeben; die so erhaltenen Formeln sind identisch mit den von J. Salpeter auf anderem Wege abgeleiteten.
2. Es werden die aus den Salpeterschen Formeln sich ergebenden Zahlenwerte für Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante berechnet und mit den von J. G. Elias angegebenen Zahlenwerten verglichen. Die Unterschiede beider Zahlenwerte sind nicht allzu groß, so daß die Folgerungen, die Herr Elias gezogen hat, in allen wesentlichen Punkten aufrecht erhalten werden können.

(Eingegangen am 28. November 1927.)

Über unverzerrte Leistungsabgabe durch Elektronenröhren.

Von **Albrecht Forstmann**, Berlin.

Der Elektronenstrom in einer Röhre folgt bekanntlich ohne zeitliche Verzögerung jedweden Aenderungen des Steuerpotentials, wie sie hervorgerufen werden, wenn man zwischen Gitter und Kathode der Röhre eine Wechselspannung legt. Zur Steuerung des Elektronenstromes sind also keinerlei Energien, sondern nur Wechselspannungen erforderlich, wobei allerdings Voraussetzung ist, daß kein Gitterstrom fließt.

Hat man einen mehrstufigen Verstärker, so braucht man im Anodenkreis einer Röhre, wenn eine weitere Röhre in Kaskade folgt, ebenfalls nur Wechselspannungen. Die Verstärkung einer solchen Röhre bezeichnet man daher mit Rücksicht auf ihren Zweck als Spannungsverstärkung, der Wirkungsgrad der Röhre ist in diesem Falle gegeben durch die Beziehung

$$W = \frac{|\mathfrak{E}_a|}{|\mathfrak{E}_g|} = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|} = \frac{|\mathfrak{R}_a|}{\sqrt{|\mathfrak{R}_a|^2 + R_i^2 + 2\,|\mathfrak{R}_a|\,R_i \cdot \cos(\varphi_i - \varphi_a)}} \tag{1}$$

Die zweckmäßigste Dimensionierung der Spannungsverstärkerstufen eines Verstärkers läßt sich unter Zugrundelegung vorgenannter Beziehung unschwer ermitteln.

Einen anderen Zweck hat nun die Endröhre, diese soll ja in der Regel die zum Betrieb eines Lautsprechers erforderliche Energie abgeben, es handelt sich hier also im allgemeinen nicht darum, möglichst große Wechselspannungen, sondern möglichst große Energien zu erzielen.

Hatten wir nun oben mit Rücksicht auf die Verhältnisse im Anodenkreis von einer Spannungsverstärkung gesprochen, so bezeichnet man die Verstärkungsart der Endverstärkerröhre gleichfalls mit Rücksicht auf die Vorgänge im Anodenkreis als Leistungsverstärkung.

Wir wollen nun zur Definition des Wirkungsgrades der Röhre als Leistungsverstärker übergehen. Ebenso wie bei den Spannungsverstärkerstufen erfolgt auch bei der Endröhre die Steuerung des Elektronenstromes ohne Aufwand von Leistungen im Gitterkreis — von einer Untersuchung der mit Gitterstrom arbeitenden Röhren wollen wir hier mit Rücksicht auf den Raum absehen — lediglich durch Wechselspannungen. Würden wir nun die bei der Feststellung des Wirkungsgrades der Röhre als Spannungsverstärker aufgestellte Betrachtungsweise auf den vorliegenden Fall übertragen, d. h. würden wir das Verhältnis der im Anodenkreis erzielten zu der im Gitterkreis aufgewendeten Leistung als den Wirkungsgrad der Röhre als Leistungsverstärker definieren, so erhielten wir für ihn das Verhältnis einer endlichen zu einer unendlich kleinen Leistung, d. h. der Wirkungsgrad der Röhre als Leistungsverstärker wäre praktisch unendlich groß.

Wir müssen uns also nach einer anderen Betrachtungsweise umsehen und wollen uns zu diesem Zwecke nochmals die Arbeitsweise der Endröhre vergegenwärtigen. Die Steuerung der Röhre erfolgt durch eine Wechselspannung am Gitter, während dem Anodenkreis Leistungen entnommen werden. Um eine diese Verhältnisse berücksichtigende Definition für den Wirkungsgrad der Röhre als Leistungsverstärker zu erhalten, müssen wir also eine Relation zwischen der im Anodenkreis erzielten Leistung zu der im Gitterkreis aufgewendeten Wechselspannung, die diese Leistung verursacht, herstellen.

Wir können die Röhre bekanntlich auffassen als einen Generator; die Leistung eines solchen ist gegeben durch den Ausdruck

$$N = \frac{|\mathfrak{J}| \cdot |\mathfrak{E}|}{2} \tag{2}$$

Da nun die Anodenwechselspannung einer Röhre gegeben ist durch die Beziehung

$$|\mathfrak{E}_a| = \frac{|\mathfrak{E}_g|}{\alpha} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}$$

während der Anodenwechselstrom ausgedrückt ist durch

$$|\mathfrak{I}_a| = \frac{|\mathfrak{E}_g|}{\alpha} \cdot \frac{1}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}$$

so erhalten wir unter Berücksichtigung der letztgenannten Formeln als Leistung der Röhre die Beziehung

$$N = \frac{|\mathfrak{I}_a| \cdot |\mathfrak{E}_a|}{2} = \frac{|\mathfrak{E}_g|^2}{2 \cdot \alpha^2} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2} \qquad (3)$$

Aus diesem Ausdruck können wir nun eine Relation zwischen der im Anodenkreis erzielten Leistung zu der im Gitterkreis aufgewendeten Wechselspannung aufstellen und erhalten dann als Wirkungsgrad der Röhre als Leistungsverstärker den Quotienten aus der Anodenkreisleistung zum Quadrat der Gitterwechselspannung

$$\eta = \frac{|\mathfrak{I}_a| \cdot |\mathfrak{E}_a|}{|\mathfrak{E}_g|^2} = \frac{1}{\alpha^2} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2} \qquad (4)$$

Auch hier kommt es, wie ein Vergleich der Formeln 1 und 4 zeigt, darauf an, den Durchgriff möglichst klein zu halten, da der Wirkungsgrad der Röhre sowohl als Spannungs- als auch als Leistungsverstärker dem Durchgriff — im letzteren Falle dem Quadrat des Durchgriffes — umgekehrt proportional ist.

Anders liegen die Verhältnisse bei dem Quotienten $\frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2}$, den wir in seiner Bedeutung mit dem Quotienten $\frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}$ der Formel 1 vergleichen können und den wir als die Güte der Anpassung oder den Anpassungsfaktor für die Leistungsverstärkung bezeichnen wollen

$$G_{a_L} = \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2} \qquad (5)$$

Während sich nun der Quotient $\frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}$ asymptotisch einem Maximum nähert, hat der Anpassungsfaktor für die Leistungsverstärkung ein ganz ausgesprochenes Maximum.

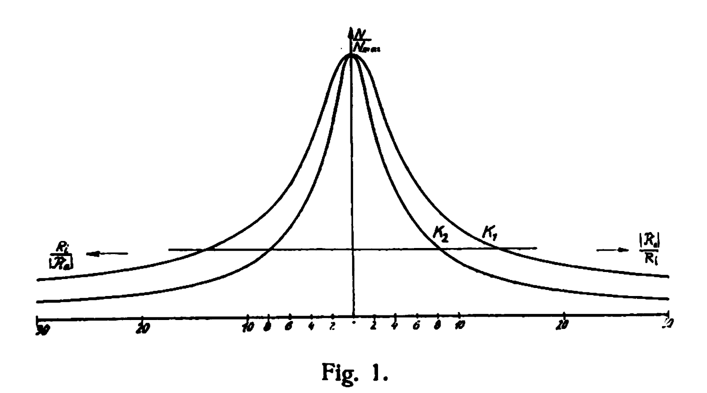


Fig. 1.

Hieraus ergibt sich, daß bei stark frequenzabhängiger Belastung, wie sie ja in der Praxis vorliegen wird, eine Anpassung unter Berücksichtigung der Vermeidung linearer Verzerrungen, wenn man eine optimale Ausnutzung der Röhre verlangt, erheblich schwieriger ist als bei der Spannungsverstärkung.

Bei der Spannungsverstärkung war die Ausnutzung der Röhre um so besser, je größer $|\mathfrak{R}_a|$ gegenüber R_i war; die zweckmäßigste Dimensionierung im vorliegenden Falle ergibt sich aus der Maximumbedingung

$$\frac{d\,G_{a_L}}{d\,|\mathfrak{R}_a|} = 0, \left(\frac{d^2\,G_{a_L}}{d\,|\mathfrak{R}_a|^2} < 0\right)$$

hieraus folgt für ganz beliebige Belastung als optimale Anpassung

$$\frac{R_i}{|\mathfrak{R}_{a_{opt}}|} = 1 \qquad (6)$$

Berücksichtigen wir das Ergebnis nun in der Formel 4 zunächst einmal für den Fall rein Ohmscher Belastung — hier ist $\cos(\varphi_i - \varphi_a) = 1$ —, so erhalten wir als maximalen Wirkungsgrad der Röhre als Leistungsverstärker die Beziehung

$$\eta_{\max} = \frac{1}{\alpha^2} \cdot \frac{1}{4\,R_i} = \frac{S}{4\,\alpha} \qquad (7)$$

Legen wir eine Gitterwechselspannung von der Größe $|\mathfrak{E}_g| = 1$ zugrunde, so erhalten wir als spezifische Maximalleistung die Beziehung

$$N_{\max} = \frac{S}{8\,\alpha} \qquad (8)$$

Für komplexe Belastung erhalten wir, wenn wir die Optimumbedingungen zugrunde legen und annehmen, daß die Belastung ohne Ohmschen Anteil ist, als maximalen Wirkungsgrad den Ausdruck

$$\eta_{\max} = \frac{1}{\alpha^2} \cdot \frac{1}{2\,R_i} = \frac{S}{2\alpha} \qquad (9)$$

während die spezifische Maximalleistung ausgedrückt ist durch die Beziehung

$$N_{\max} = \frac{S}{4\alpha} \qquad (10)$$

Ein Vergleich der beiden Formeln 8 und 10 zeigt uns, daß wir im Falle komplexer Belastung des Anodenkreises ohne Ohmsche Komponente, also im Falle $\cos(\varphi_i - \varphi_a) = 0$ die doppelte spezifische Maximalleistung, also bei gleichen Gitterwechselspannungen die doppelte Leistung erhalten wie bei rein Ohmscher Belastung.

In beiden betrachteten Fällen war die Leistung der Steilheit der statischen Röhrenkennlinie direkt, dem Durchgriff umgekehrt proportional. Aus diesem Einfluß der Röhrendaten auf die Leistung ergibt sich die bekannte Barkhausensche Röhrengüte

$$Gr = \frac{S}{\alpha} \qquad (11)$$

Unter Berücksichtigung der Optimumbedingung, Formel 6, erhalten wir ganz allgemein für beliebig zusammengesetzte Anodenkreisbelastung als Maximalleistung die Beziehung

$$N_{\max} = \frac{|\mathfrak{E}_g|^2}{2\alpha^2} \cdot \frac{1}{2\,R_i\,[1 + \cos(\varphi_i - \varphi_a)]} \qquad (12)$$

während wir ohne Berücksichtigung der Optimumbedingun-

gen, also für beliebige Größe der Belastung als Leistung, den Ausdruck

$$N = \frac{|\mathfrak{E}_g|^2}{2\alpha^2} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a|^2 + R_i^2 + 2\,|\mathfrak{R}_a|\,R_i \cdot \cos(\varphi_i - \varphi_a)} \quad (13)$$

erhalten.

Bilden wir nun den Quotienten aus den Formeln 12 und 13, so erhalten wir den Nutzeffekt der Röhre als Leistungsverstärker zu

$$\eta_N = \frac{N}{N_{\max}} = \frac{1 + \cos(\varphi_i - \varphi_a)}{\frac{1}{2}\left(\frac{R_i}{|\mathfrak{R}_a|} + \frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_i}\right) + \cos(\varphi_i - \varphi_a)} \quad (14)$$

Die graphische Darstellung vorstehenden Ausdruckes in Abhängigkeit von $\frac{|\mathfrak{R}_a|}{R_i}$ bzw. $\frac{R_i}{|\mathfrak{R}_a|}$ liefert uns die Fig. 1, und zwar gilt hier die Kurve K_1 für rein Ohmsche Belastung, die Kurve K_2 für komplexe Belastung ohne Ohmsche Komponente. Die Kurven K_1 und K_2 stellen also die Grenzwerte für die durch $(\varphi_i - \varphi_a) = 0°$ und $(\varphi_i - \varphi_a) = 90°$ gegebenen Einhüllenden dar. Innerhalb des durch sie begrenzten Gebietes liegen alle für ganz beliebig zusammengesetzte Belastung gültigen Kurven.

Obige Kurven ermöglichen uns nun die Fixierung der Grenzbedingungen, die zur Vermeidung linearer Verzerrungen zu beachten sind. Nimmt man an, daß eine hörbare Benachteiligung einer Frequenz erst dann vorliegt, wenn die Leistung für sie auf den vierten Teil der optimal erreichbaren Leistung sinkt, so kann man aus den Kurven der Fig. 1 ablesen, daß der Wert für $|\mathfrak{R}_a|$ innerhalb des ganzen zu verstärkenden Frequenzbereiches nicht größer als etwa 8 bis 12 R_i und nicht kleiner als etwa $^1/_8$ bis $^1/_{12}\,R_i$ werden darf, wenn man mit einer unter Berücksichtigung der Optimumbedingung ermittelten Anpassung arbeiten will, man muß also dafür sorgen, daß

$$|\mathfrak{R}_{a\,\min}| \geqq \frac{1}{8} \cdot/.\ \frac{1}{12} R_i \text{ und } |\mathfrak{R}_{a\,\max}| \leqq 8 \cdot/.\ 12\,R_i$$

wird. Unter Berücksichtigung des großen bei der Verstärkung von Sprache und Musik verzerrungsfrei wiederzugebenden Frequenzbereiches wird man diese letzte Forderung praktisch nun kaum immer erfüllen können, es bleibt uns aber, was aus der Fig. 1 unschwer zu erkennen ist, ein anderer Weg, nämlich der, daß wir die Optimumbedingung innerhalb des zu verstärkenden Frequenzbereiches vermeiden und die Widerstandsverhältnisse so dimensionieren, daß zur Verstärkung nur derjenige Teil der η_N-Kurve herangezogen wird, innerhalb dessen sich der Wert für η_N nur innerhalb der zulässigen Grenze ändert. Hiermit verzichtet man allerdings auf eine vollkommene Ausnutzung der maximalen Leistungsfähigkeit der Röhre.

Im einzelnen werden wir uns der Betrachtung der hier vorliegenden Verhältnisse weiter unten zuwenden.

Bei der Belastung der Endverstärkerröhren mit einem Widerstand, der mit Rücksicht auf den zu verstärkenden Frequenzbereich den letztgenannten Bedingungen genügt, hat man für die kritische Grenzfrequenz mit Arbeitskennlinien zu rechnen, die hinsichtlich ihrer Form nur unwesentlich von der statischen Röhrenkennlinie abweichen, da hier ja die Anpassungsverhältnisse andere sind als bei der Spannungsverstärkung.

Hat man im Ausgangskreis des Verstärkers beispielsweise einen elektromagnetischen Lautsprecher, so kommt zunächst einmal die durch die Ohmsche Belastung bedingte statische Arbeitskennlinie in Frage. Aus dieser wird die dynamische Arbeitskennlinie mit zunehmender Frequenz durch Drehung im statischen Arbeitspunkte im Sinne einer Verflachung hervorgehen; diese Drehung erreicht ein Maximum und darnach nähert sich die dynamische Arbeitskennlinie mit weiter zunehmender Frequenz namentlich dann, wenn, was meist bei Rundfunk-Empfangsapparaten der Fall ist, im Ausgangskreis ein Kondensator liegt, immer mehr der durch den statischen Arbeitspunkt gehenden statischen Röhrenlinie. Man wird daher zweckmäßig bei einer derartigen Belastung die Aussteuerverhältnisse unter Berücksichtigung dieser durch den statischen Arbeitspunkt gehender Röhrenkennlinie feststellen. Unter Berücksichtigung dieser Tatsachen ist dann der günstigste Durchgriff nach bekannten Methoden[1]) zu ermitteln. Hierbei ist Voraussetzung, daß die Kennlinien bei dem Potential ε, bei dem Gitterströme einsetzen, noch keine Sättigungserscheinungen zeigen. Die Gleichungen der Arbeitskennlinien sind durch bekannte Beziehungen gegeben[1]).

Bei gegebenem Durchgriff, ein Fall, der praktisch meist vorliegen wird, läßt sich die kleinste Anodenspannung, die zur Vermeidung nichtlinearer Verzerrungen bei gegebener Gitterwechselspannungsamplitude erforderlich ist, leicht ermitteln.

Stellt in der Fig. 2 E_a' die durch den statischen Arbeitspunkt gehende statische Röhrenkennlinie, die wir hier mit der dynamischen Arbeitskennlinie für die obere Grenzfrequenz identifizieren wollen, dar, und ist das negativste dynamische Gitterpotential $E_{g\,\min} = -(2\,|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon)$, wobei $|\mathfrak{E}_g|$ die auszusteuernde Gitterwechselspannungsamplitude darstellt, so ergibt sich unter Berücksichtigung der für $E_{g\,\min}$ gegebenen Beziehung[1])

$$E_{g\,\min} = \frac{1}{2_p} - \alpha\,E_a \quad (15)$$

für E_a' die Beziehung

$$E_a' = \frac{1}{\alpha} \cdot \left[2\,|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon + \frac{1}{2_p}\right] \quad (16)$$

Unter Zugrundelegung des für die statische Arbeitskennlinie geltenden Ausdruckes

$$J_{aA} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left\{E_g + \alpha\,(E_a - J_{aA}\,R_a)\right\}\right]^{3/2} \quad (17)$$

ist uns der Arbeitsgleichstrom der Endröhre gegeben durch die Beziehung

$$J_{aP} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left\{-(|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon) + \alpha\,E_a'\right\}\right]^{3/2} \quad (18)$$

Die beiden Formeln 17 und 18 liefern uns nun die zur Vermeidung nichtlinearer Verzerrungen erforderliche kleinste Anodenspannung $E_{a\,\min}$ zu

$$E_{a\,\min} = \frac{1}{\alpha}\left[2|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon + \frac{1}{2p}\right] + R_a \cdot k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left(|\mathfrak{E}_g| + \frac{1}{2p}\right)\right]^{3/2} \quad (19)$$

wobei R_a den Ohmschen Anteil des äußeren Belastungswiderstandes darstellt.

Ist die kritische Grenzfrequenz die untere, so ist die Arbeitskennlinie für sie in der Regel von der durch den Ohmschen Anteil der Anodenkreisbelastung bestimmten nur wenig abweichend. In diesem Falle kann man die minimal erforderliche Anodenspannung für gegebene Gitterwechsel-

[1]) Vgl. A. Forstmann und E. Schramm: Über Arbeitskennlinien und die Bestimmung des günstigsten Durchgriffes von Verstärkerröhren, ds. Jahrbuch 30, S. 89, 1927, Heft 3.

[2]) A. Forstmann und E. Schramm l. c.

spannungsamplituden in guter Annäherung bestimmen und erhält in diesem Falle die Formel (16)

$$E_{a\,\min} = \frac{1}{\alpha}\left[2\,|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon + \frac{1}{2p}\right]$$

Unsere voraufgegangenen Betrachtungen galten für den Fall, daß die statische Röhrenkennlinie, bzw. die dynamische

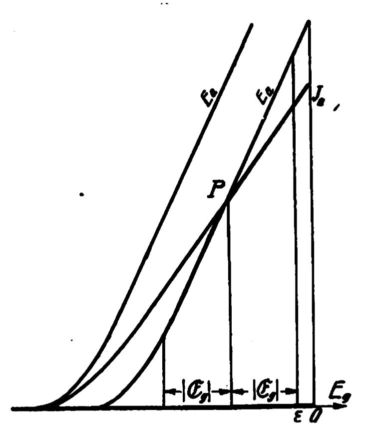


Fig. 2.

Arbeitskennlinie, für die kritische Grenzfrequenz nicht nur im unteren, sondern auch im oberen Teil der Geradlinigkeitsbedingungn genügt, daß sich also im auszusteuernden Gebiet noch keine Sättigungserscheinungen bemerkbar machten. Ist dies nun nicht der Fall, so müssen zwecks Vermeidung nichtlinearer Verzerrungen die Dimensionierungsgrundlagen auf Grund anderer Gesichtspunkte ermittelt werden. Auch hinsichtlich der Vermeidung linearer Verzerrungen bei der Verstärkung großer Frequenzbereiche sind die oben angegebenen Bedingungen nicht immer zu erfüllen, es müssen also auch in dieser Hinsicht andere Bedingungen aufgestellt werden.

Wollen wir nun möglichst große Leistungen möglichst frei von nichtlinearen Verzerrungen erhalten, so müssen wir einmal den äußeren Belastungswiderstand groß machen und weiterhin mit großen Gitterwechselspannungsamplituden arbeiten. Wir müssen auch bei der Verstärkung bestimmter Einzelfrequenzen den äußeren Widerstand größer machen, als es der Optimum-Bedingung entspricht, wenn die Kennlinie innerhalb des auszusteuernden Gebietes bei Berücksichtigung der optimalen Anpassungsbedingung Sättigungserscheinungen zeigen würde.

Wie wir schon feststellten, liefern uns die η_N-Kurven der Fig. 1 die Bedingungen für die Vermeidung linearer Verzerrungen. Da diese Kurven nun sowohl von $|\mathfrak{R}_a| > R$ nach größeren $|\mathfrak{R}_a|$-Werten, als auch von $|\mathfrak{R}_a| < R_i$ nach kleineren $|\mathfrak{R}_a|$-Werten verhältnismäßig geradlinig verlaufen, so kann man praktisch lineare Verzerrungen auch dann vermeiden, wenn man dafür sorgt, daß entweder etwa $\mathfrak{R}_{a\,\min}| \approx 4 R_i$ oder aber auch, daß etwa $|\mathfrak{R}_{a\,\max}| \approx \frac{1}{4} R_i$ wird.

Betrachten wir zunächst einmal den letztgenannten Fall, so ist zu erkennen, daß es hier vorzüglich darauf ankommt, Röhren mit sehr großem inneren Widerstand zu verwenden. Man muß einen solchen durch Anwendung eines sehr kleinen Durchgriffes erreichen, wobei man dann Röhren mit Schutznetzgitter verwendet, bei denen der Durchgriff des Schutznetzes durch das Steuergitter relativ groß ist.

Ein sehr kleiner resultierender Durchgriff (0,1—1 %) ist auch deshalb erforderlich, um bei den geringen Abweichungen zwischen statischer Röhrenkennlinie und den dynamischen Arbeitskennlinien genügend große Anodenwechselspannungen zur Erzielung entsprechender Leistungen zu erhalten. Zur Erzielung einer möglichst großen Steilheit (3 bis 5 mA/V), die ohne unzulässige Vergrößerung von R_i bei den angegebenen kleinen Durchgriffswerten möglich ist, — hierdurch sind zur völligen Aussteuerung nur relativ kleine Gitterwechselspannungsamplituden erforderlich —, kann außer der Schutznetzschaltung auch noch ein Raumladegitter angebracht werden.

Unter Berücksichtigung der Belastungsverhältnisse wird der Aussteuerbereich hier unter Zugrundelegung der statischen Arbeitskennlinie festzustellen sein.

Die maximale Gitterwechselspannungsamplitude ist hier gegeben zu

$$|\mathfrak{E}_{g\,\max}| = \frac{1}{S}\left(\frac{J_s}{2} - J_{\min}\right) \tag{20}$$

bzw. wenn $|\mathfrak{R}_a|$ eine Ohmsche Komponente, die natürlich nur entsprechend klein sein kann, hat zu

$$|\mathfrak{E}_{g\,\max}| = \frac{1}{S_A}\left(\frac{J_s}{2} - J_{\min}\right) \tag{20a}$$

Bei Anwendung der Schaltung mit Raumladegitter wird die maximale Gitterwechselspannungsamplitude unter Berücksichtigung der Gestaltung der Aufladungskurve im wesentlichen durch den Spannungsabfall am Heizfaden E_h bestimmt. Man erhält hier in guter Annäherung die Beziehung

$$|\mathfrak{E}_{g\,\max}| = \frac{E_h}{2} \tag{20b}$$

Das effektive Anodenpotential muß natürlich gegenüber dem Schutznetzpotential genügend groß sein.

Ist E_{sch} das Schutznetzpotential und soll das effektive Anodenpotential nie kleiner werden als $x \cdot E_{sch}$, so ist die wenigstens erforderliche Spannung der Anodenbatterie gegeben durch die Beziehung

$$E_{a\,\min} = \frac{|\mathfrak{E}_g|}{\alpha_{res}} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_{a\,\max}|}{|\mathfrak{R}_{a\,\max} + R_i|} + x \cdot E_{sch} \tag{21}$$

oder wenn der äußere Belastungswiderstand eine Ohmsche Komponente hat, zu

$$E_{a\,\min} = \frac{|\mathfrak{E}_g|}{\alpha_{res}} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_{a\,\max}|}{|\mathfrak{R}_{a\,\max} + R_i|} + x \cdot E_{sch} + J_{aP} \cdot R_a \tag{21a}$$

Bei sehr kleinen Werten des resultierenden Durchgriffes kann man u. U. recht erhebliche Werte für $E_{a\,\min}$ erhalten.

Man kann nun bei dieser Dimensionierungsart keine beliebig großen Leistungen erhalten, man kann aber immerhin durch Anwendung einer möglichst großen Steilheit und großer Emmission — R_i muß natürlich genügend groß bleiben — mit verhältnismäßig kleinen Gitterwechselspannungen verhältnismäßig große Leistungen erhalten. Die Betriebsverhältnisse sind hier wegen des kleinen Gitterspannungssteuerbereiches relativ kritisch.

Bei kleinen Gitterwechselspannungsamplituden ist diese Dimensionierungsart sehr gut anwendbar. Sie ist unter dieser Voraussetzung bei entsprechender Dimensionierung der äußeren Belastung ($|\mathfrak{R}_{a\,h}| = R_i$) auch gut für eine bevorzugte Leistungsverstärkung höherer Frequenzen ($|\mathfrak{R}_a|$ ist praktisch induktiv) anwendbar. Dies kann ev. bei der Fernkabeltelephonie wegen des Verlaufs der Kabeldämpfungskurve von Vorteil sein. Bei so dimensionierten Verstärkern wird die Neigung zur Selbsterregung nur gering sein.

Bei Empfangsverstärkern kann durch eine solche Dimensionierung eine Kompensation von ev. vorliegenden Seiten-

bandverzerrungen oder im Niederfrequenzverstärker auftretender linearer Verzerrungen hoher Frequenzen erreicht werden. In Verbindung mit Röhren kleinen Durchgriffes (ca. 1 %) zur Hochfrequenzverstärkung — ebenfalls in Anodenschutznetzschaltung — wird sich zweifellos eine Vereinfachung im Empfängerbau erreichen lassen, da zur Erzielung außerordentlich großer Verstärkungsziffern ohne praktisch erhebliche Verzerrungen nur eine ganz geringe Röhrenzahl erforderlich ist.

Weiterhin wird auch die andere Dimensionierungsart, also die, bei der $|\mathfrak{R}_{a\,\min}| \approx 4\,R_i$, von Bedeutung sein.

Bei unserer Betrachtung wollen wir eine vorgegebene Gitterwechselspannungsamplitude $|\mathfrak{E}_g|$, die wir beispielsweise auch unter Berücksichtigung der zu erzielenden Maximalleistung ermitteln können, zugrunde legen. Die Dimensionierung ist dann so zu wählen, daß die aus der Fig. 3 ersichtlichen Bedingungen erfüllt werden. Die Bestimmung der Größe der äußeren Belastung erfolgt hier nach ähnlichen Gesichtspunkten wie bei Senderöhren; der äußere Widerstand muß bei voller Spannungsamplitude auch gerade die volle Stromamplitude der Röhre aufnehmen[3]).

Unter der Voraussetzung, daß untere und obere Kennlinienkrümmung gleichmäßig verlaufen, — wir können diese Annahme im allgemeinen in ziemlich guter Annäherung machen —, ist die Kennlinie um den Punkt P nach beiden Seiten bis zum Krümmungseinsatz geradlinig und symetrisch. Der Punkt P entspricht einem Stromwert von $\frac{J_s}{2}$; die Größe von $J_{\min}$ und dementsprechend $J_{\max} = J_s - J_{\min}$ ergibt sich aus an anderer Stelle abgeleiteten Beziehungen.[4])

Bei einer Anpassung $|\mathfrak{R}_a| = R_i$ erhalten wir unter Annahme einer rein induktiven Anodenkreisbelastung die dynamische Arbeitskennlinie A—B der Fig. 3; diese würde, wie erkennbar, zur Aussteuerung der vorgegebenen Gitterwechselspannungsamplitude $|\mathfrak{E}_g|$ nicht ausreichen. Als die für unsere vorgegebenen Verhältnisse günstigste dynamische Arbeitskennlinie erhalten wir die Linie A'—B'. Wir erhalten unter Berücksichtigung dessen, daß die Kennlinie zwischen A' und B' geradlinig verläuft, für die Steilheit der dynamischen Arbeitskennlinie für die kritische Grenzfrequenz die Beziehung

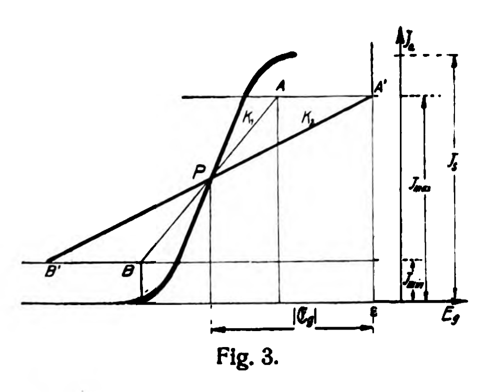


Fig. 3.

$$|\mathfrak{S}_{A\,\max}| = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{\sqrt{|\mathfrak{R}_a|^2 + R_i^2}} = \frac{1}{|\mathfrak{E}_g|} \cdot \left(\frac{J_s}{2} - J_{\min}\right) \tag{22}$$

Die Belastung, die zur Erzielung der so gegebenen dynamischen Kennlinienverhältnisse erforderlich ist, ergibt sich aus vorstehender Beziehung durch einfache Umformung zu

$$|\mathfrak{R}_{a\,\min}| = \sqrt{\frac{|\mathfrak{E}_g|^2}{\alpha^2\left(\frac{J_s}{2} - J_{\min}\right)^2} - R_i^2} \tag{23}$$

Die unter Berücksichtigung der vorgegebenen Gitterwechselspannungsamplitude wenigstens erforderliche Spannung der Anodenbatterie erhalten wir aus der Beziehung

$$\frac{J_s}{2} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left\{-\left(|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon\right) + \alpha\,E_a\right\}\right]^{3/2}$$

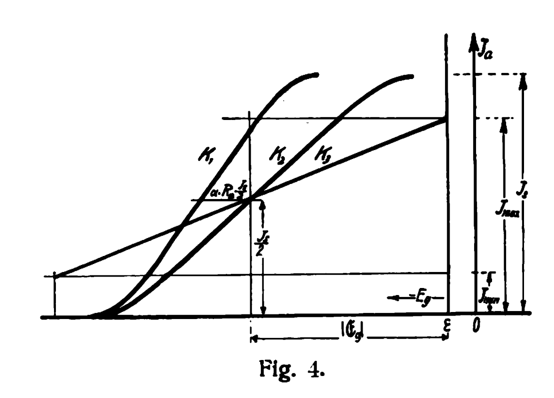


Fig. 4.

durch einfache Umformung zu

$$E_{a\,\min} = \left(\frac{J_s}{2\,k}\right)^{2/3} \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) + \frac{1}{\alpha}\left(|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon\right) \tag{24}$$

Wir hatten bei vorstehender Betrachtung angenommen, daß der äußere Belastungswiderstand ohne Ohmsche Komponente war, bzw. daß diese zu vernachlässigen sei. Ist dies nicht der Fall, so ergeben sich folgende Verhältnisse, die aus der Fig. 4 zu erkennen sind. Die erforderliche Steilheit der dynamischen Arbeitskennlinie ist hier gegeben zu

$$|\mathfrak{S}_{a\,\max}| = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{1}{\sqrt{|\mathfrak{R}_a|^2 + R_i^2 + 2\,|\mathfrak{R}_a|\,R_i \cos(\varphi_i - \varphi_a)}} = \frac{\frac{J_s}{2} - J_{\min}}{|\mathfrak{E}_g|} \tag{25}$$

Zur Vermeidung auch linearer Verzerrungen ist natürlich zu berücksichtigen, daß $|\mathfrak{R}_{a\,\min}|$ nicht kleiner als etwa $4\,R_i$ sein darf, hiernach wäre dann

$$|\mathfrak{S}_{A\,\max}| \approx \frac{S}{2\sqrt{2\,[2 + \cos(\varphi_i - \varphi_a)]}} \tag{25a}$$

Aus Formel (25) folgt durch einfache Umformung für die minimalste Größe des äußeren Belastungswiderstandes (also unter Zugrundelegung der kritischen Grenzfrequenz) die Beziehung

$$|\mathfrak{R}_{a\,\min}| = \sqrt{\frac{|\mathfrak{E}_g|^2}{\alpha^2\left(\frac{J_s}{2} - J_{\min}\right)^2} - R_i\left[1 - \cos^2(\varphi_i - \varphi_a)\right]} - R_i \cos(\varphi_i - \varphi\,) \tag{26}$$

Bei gegebenem Belastungswiderstand und gegebener Emissionskonstanten k der Röhre läßt sich dann der opti-

[3]) Vgl. auch J. Zenneck und H. Rukop, Drahtlose Telegraphie, 5. Aufl. 1925, S. 801—806.

[4]) A. Forstmann und E. Schramm l. c.

male Durchgriff für bekannte Gitterwechselspannung bestimmen zu

$$\alpha_{opt} = \frac{1}{|\mathfrak{R}_a|}\left[\sqrt{\frac{|\mathfrak{E}_g|^2}{\left(\frac{J_s}{2} - J_{min}\right)^2} - \frac{1-\cos^2(\varphi_i - \varphi_a)}{S^2}} - \frac{\cos(\varphi_i - \varphi_a)}{S}\right] \quad (27)$$

Die erforderliche minimalste Anodenbatteriespannung erhalten wir hier aus dem Ausdruck

$$\frac{J_s}{2} = k\left[\frac{1}{1+\alpha}\left\{-(|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon) + \alpha\left(E_a - \frac{J_s}{2}\cdot R_a\right)\right\}\right]^{3/2}$$

durch einfache Umformung zu

$$E_{a\,min} = \left(\frac{J_s}{2k}\right)^{2/3}\cdot\left(1+\frac{1}{\alpha}\right) + \frac{1}{\alpha}(|\mathfrak{E}_g| - \varepsilon) + \frac{J_s}{2}\cdot R_a \quad (28)$$

Ist die Dimensionierung auf Grund der Bedingung $|\mathfrak{R}_{a\,min}| \approx 4\,R_i$ durchgeführt, so errechnet sich die maximal zulässige Gitterwechselspannungsamplitude zu

$$|\mathfrak{E}_{g\,max}| = \frac{2\cdot\sqrt{2\,[2+\cos(\varphi_i - \varphi_a)]}}{S}\cdot\left(\frac{J_s}{2} - J_{min}\right) \quad (29)$$

Man ersieht aus einem Vergleich der Formeln (20) und (29), daß bei der vorliegenden Dimensionierungsart wesentlich größere Gitterwechselspannungsamplituden, damit größere Anodenwechselspannungen und damit auch größere Leistungen ausgesteuert werden können.

Die überhaupt im Maximum anwendbare Gitterwechselspannung ist abhängig von der Größe der für die Röhre im Höchstfalle zulässigen Anodenbatteriespannung, ist diese bezeichnet mit $E_{a\,max}$, so berechnet sich die maximale Gitterwechselspanungsamplitude $|\mathfrak{E}_{g\,max}|$ unter Berücksichtigung der Sättigungsspannung E_s zu

$$|\mathfrak{E}_{g\,max}| = \alpha\cdot E_{a\,max} - \frac{E_s}{2} + \varepsilon \quad (30)$$

oder, wenn $|\mathfrak{R}_a|$ eine Ohmsche Komponente hat, zu

$$|\mathfrak{E}_{g\,max}| = \alpha\cdot E_{a\,max} - \frac{E_s}{2} + \varepsilon - \alpha\cdot\frac{J_s}{2}\cdot R_a \quad (30a)$$

hierbei wird u. U. $|\mathfrak{R}_{a\,min}| > 4\,R_i$, $|\mathfrak{R}_{a\,min}| \approx 4\,R_i$ bleibt aber natürlich immer der geringste Wert, den $|\mathfrak{R}_a|$ haben darf.

Bei großen Amplituden wird es unter Berücksichtigung des vorstehend Gesagten zweckmäßig bzw. erforderlich sein, zur Vermeidung sowohl nichtlinearer als auch linearer Verzerrungen einen Ausgangstransformator zu benutzen, und ferner die Anodenspannung ziemlich hoch zu wählen, wenn man ausreichende Leistungen erhalten will.

Um genügend große Leistungen verzerrungsfrei zu erhalten, wird es bei dieser Dimensionierungsart erforderlich, mit großen Gitterwechselspannungsamplituden zu arbeiten, die durch eine entsprechende Spannungsverstärkung der in Kaskade vorherliegenden Röhren zu erreichen sind.

Für die Zwecke der drahtlosen Empfangstechnik wird man hier zweckmäßig Röhren mit einem Durchgriff von etwa 25÷30% verwenden. Der innere Röhrenwiderstand wird sich dann auch ohne konstruktive Schwierigkeiten genügend klein halten lassen.

Zum Schluß sei noch auf die Belastung der Röhre durch elektrostatische Indikatoren eingegangen. Bei dieser Belastungsart ist der Wirkungsgrad bestimmt durch die Formel (1).

Man wählt hierbei die Anodenspannung so hoch wie möglich. Den Ausgangskreis kann man mit einem entsprechend belastbaren Hochohmwiderstand belasten, der sich berechnet zu

$$R_{a\,opt} = \frac{E_{a\,max} + \frac{\varepsilon}{\alpha}}{J_s - J_{min}} - \left(1+\frac{1}{\alpha}\right)\cdot\sqrt[3]{\frac{1}{k^2(J_s - J_{min})}} \quad (31)$$

Die maximale Gitterwechselspannungsamplitude ist dann gegeben durch die Formel (30a).

Bei dieser Belastungsart kommt es vor allem darauf an, Röhren mit möglichst kleinem inneren Widerstand zu verwenden, da die kapazitive Belastung, die zur Benachteiligung hoher Frequenzen führen kann, hier ziemlich groß ist. Der innere Röhrenwiderstand im statischen Arbeitspunkt, der hier ja praktisch mit dem inneren Widerstand beim Stromwert J_{min} identisch ist, wird in bekannter Weise[5]) bestimmt durch die Beziehung

$$R_{i\,max} = \frac{\sqrt{3}}{\omega_h\cdot C} \quad (32)$$

Reicht die am Hochohmwiderstand liegende Spannung als Vorspannung des Indikators nicht aus, so kann eine solche durch einen vom Gleichstrom abgetrennten Widerstand (Drossel- oder Hochohmwiderstand), der genügend groß gegenüber dem im Gleichstromkreis liegenden sein muß, hergestellt werden.

Ist nicht $|\mathfrak{R}_{a\,h}| \geq 4R_i$, so kann, wenn nicht die Gitterwechselspannungsamplituden für hohe Frequenzen gegenüber denen für mittlere und tiefe genügend klein sind, die Gitterwechselspannungsamplitude nicht mehr durch Formel (30a) bestimmt werden, da ja dann $|\mathfrak{S}_{A\,max}|$ durch die kapazitive Belastung vorwiegend bestimmt wird. In diesem Falle ist

$$|\mathfrak{E}_{g\,max}| = \frac{1}{S}\cdot\left(\frac{J_s}{2} - J_{min}\right)\cdot\sqrt{\frac{|\mathfrak{R}_{a_h}|^2}{R_i^2} + 2\frac{|\mathfrak{R}_{a_h}|}{R_i}\cos(\varphi_i - \varphi_a) + 1}$$
$$= \frac{1}{|\mathfrak{S}_{A_h}|}\cdot\left(\frac{J_s}{2} - J_{min}\right) \quad (33)$$

Man wird hier Röhren verwenden, die eine möglichst große Steilheit aber auch einen nicht zu kleinen Durchgriff haben, so daß bei der maximal zulässigen Anodenbatteriespannung die kritische Arbeitskennlinie durch den Schnittpunkt der durch den Stromwert J_{max} zur E_g-Achse gezogenen Parallelen mit dem beim Gitterpotential ε errichteten Lot geht.

Zusammenfassung.

Die Beziehung für den Wirkungsgrad der Röhre als Leistungsverstärker wird aufgestellt und weiterhin der optimale Belastungswiderstand und der Nutzeffekt bei der Leistungsverstärkung bestimmt. — Weiterhin werden die Beziehungen für günstigste Belastung, Durchgriff und Betriebsspannungen unter Vermeidung linearer und nichtlinearer Verzerrungen mitgeteilt.

(Eingegangen am 4. November 1927.)

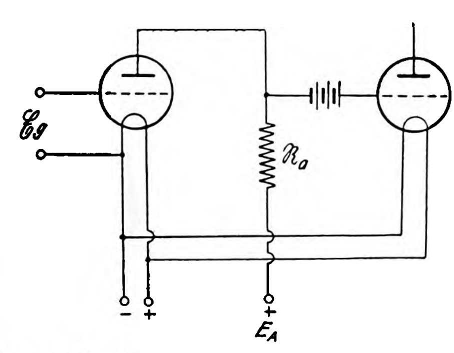
[5]) Vgl. hierzu A. Forstmann: Ueber die Verstärkung von im Hörbereich liegenden Schwingungen mit Widerstandsverstärkern, ds. Jahrbuch 28, S. 156. 1926, Heft 5.

Über Anodengleichrichtung.

Von **Manfred von Ardenne**, Berlin.

Im Anschluß an die unter gleichem Titel veröffentlichte frühere Arbeit des Verfassers[1]) sollen im folgenden die Gleichrichtungseigenschaften einer Röhrenanordnung, deren Anodenwiderstand für die gleichzurichtende Frequenz sehr klein ist, in Abhängigkeit vom Wert des Anodenwiderstandes für sehr viel kleinere Frequenzen untersucht werden.

Dieser Fall ist für die Feststellung der Gleichrichterwirkung bei Mehrfachverstärkern von Bedeutung. Die verschiedenen Zusammenhänge sollen an Hand des Schaltschemas Fig. 1 dargestellt werden. Wie schon erwähnt, liegt im Anodenkreis der ersten Röhre ein beliebiger



Scheinwiderstand, der für die gleichzurichtende Frequenz (Hochfrequenz) infolge der parallel liegenden Kapazitäten einen sehr kleinen Wert und für langsame Frequenzen (Niederfrequenzen) einen sehr viel höheren Wert besitzt. In der Praxis ist besonders der Fall wichtig, wo ein rein Ohmscher Widerstand mit parallel geschaltetem Kondensator, der für die gleichzurichtende Hochfrequenz einen Kurzschluß bildet, im Anodenkreis liegt. Bei dieser Anordnung kommt es darauf an, dem Gitter der zweiten Röhre bei gegebener kleiner Eingangswechselspannung mit der Amplitude $\mathfrak{E}_g$ eine möglichst große Spannungsschwankung $\delta E_a = \delta I_a \cdot R_a$ zuzuführen. Wie schon an anderer Stelle[2]) angegeben wurde, berechnet sich der Gleichrichtereffekt nach folgender Beziehung:

$$\delta I_a = \frac{\partial S}{\partial E_g} \frac{R_i^2}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2} \frac{\mathfrak{E}_g^2}{4} \frac{R_i}{R_a + R_i} \qquad (1)$$

Der zu untersuchende Faktor $\frac{\delta E_a}{\mathfrak{E}_g}$ kann hiernach in folgender Form geschrieben werden:

$$\frac{\partial E_a}{\mathfrak{E}_g} = \underbrace{\frac{\frac{\partial S}{\partial E_g} \cdot \frac{R_i^2}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2}}{S} \cdot \frac{\mathfrak{E}_g}{4}}_{\text{Gleichrichterwirkungsgrad}} \cdot \underbrace{\frac{1}{D} \cdot \frac{R_a}{R_a + R_i}}_{\text{Spannungsverstärkung}} \qquad (2)$$

[1]) Dieses Jahrbuch 29, S. 82. 1927, Heft 3.

[2]) M. v. Ardenne: Über Röhrenverzerrungen bei Verstärkern. Zeitschr. f. techn. Phys. 8, S. 235, 1927, Heft 6.

Nach Voraussetzung ist $\frac{R_i^2}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2} = 1$. Da wie weiter unten gezeigt wird, der Gleichrichterwirkungsgrad mit kleiner werdendem Anodenstrome zunimmt, so ist nach Formel (2) zur Erzielung einer hohen Empfindlichkeit vor allem eine hohe Spannungsverstärkung erforderlich. Bei der besprochenen Anordnung wird, wie wiederholt nachgewiesen wurde, eine hohe Spannungsverstärkung erhalten, wenn Röhren mit kleinem Durchgriff in Verbindung mit Anodenwiderständen von einigen Millionen Ohm benutzt werden. Die Tatsache, daß mit zunehmender Spannungsverstärkung (z. B. zunehmendem Ohmschen Anodenwiderstand) der Anodenstrom sinkt, bedingt, wie schon vorweggenommen, eine nähere Untersuchung der Zusammenhänge zwischen dem Anodenstrom im Arbeitspunkt und dem Quotienten $\frac{\frac{\partial S}{\partial E_g}}{S}$. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß infolge der geringen Steuerspannung $E_{st} = (E_g + D E_a)$ das sonst meist zutreffende $E_{st}^{3/2}$ Gesetz in ein $E_{st}^{5/2}$ Gesetz übergegangen ist. Wird unter Annahme dieser verschiedenen Gesetze der fragliche Quotient gebildet, so zeigt sich, daß dieser umgekehrt proportional der Steuerspannung E_{st} und damit auch dem Anodenstrome I_a ist. Infolgedessen muß der Quotient $\frac{\frac{\partial S}{\partial E_g}}{S}$ mit sinkendem Anodenstrome zunehmen.

Bei einem Anodengleichrichter, wo die folgende Stufe durch eine Drossel oder einen Transformator angekoppelt ist, lassen sich ähnliche Betrachtungen anstellen. Bei diesen beiden Kopplungsarten soll wieder vorausgesetzt werden, daß durch die parallel liegenden Kapazitäten der Anodenwiderstand für die modulierte Hochfrequenzschwingung überbrückt ist. In diesen Anordnungen ist in Folge des höheren Anodenstromes der Gleichrichterwirkungsgrad kleiner als bei der vom Verfasser angegebenen und untersuchten Schaltung mit Röhren von kleinem Durchgriff, hohen Anodenwiderständen und kapazitiver Anodenkreisbelastung[3]). Dagegen ist die Niederfrequenzspannungsverstärkung, die in die Formel für die Empfindlichkeit eingeht, in allen Anordnungen ungefähr die gleiche.

Zusammenfassung.

Die Empfindlichkeit der Anodengleichrichtung in Abhängigkeit von dem Wert und der Art des Anodenwiderstandes wird untersucht unter der Voraussetzung, daß der Anodenwiderstand für die gleichzurichtende Frequenz (Hochfrequenz) durch die parallel liegenden Kapazitäten überbrückt wird. Hierbei zeigt es sich, daß die Empfindlichkeit am höchsten ist, wenn Röhren mit kleinem Durchgriff und hohe Ohmsche Widerstände benutzt werden.

(Eingegangen am 24. Dezember 1927.)

[3]) Dieses Jahrbuch l. c.

Die Fernbedienung von Funkempfangsanlagen.

Unter Verwendung der zur Fernleitung der Tonfrequenzen dienenden Doppelleitung.

Von **A. Ristow**, Berlin.

Die Notwendigkeit, Funkempfangsanlagen räumlich getrennt vom Verwendungsort aufzustellen, ergibt sich aus lokalen Störungen (z. B. Elektromotore, automatische Fernsprechanlagen usw.), schlechten Empfangszonen (Großstädte, Bergwerke) u. ä. Sie wächst mit fortschreitender Elektrisierung. Empfangsanlage und Verwendungsort werden zur Uebermittlung der Abhörzeichen meist durch eine Doppelleitung verbunden. Eine derartige Trennung der Empfangsapparatur vom Empfänger erfordert daher für die Bedienung der Empfangsanlage besonderes Personal und eine Doppelleitung zur Weitergabe der Nachrichten. Der Betrieb einer solchen Anlage ist daher ziemlich teuer und kostspielig. Die laufenden Kosten bestehen in der Hauptsache in Personalkosten, die wesentlich durch eine Fernbedienung der Empfangsanlage vom Verwendungsort aus vermindert werden können.

Vom Verfasser ist eine derartige Fernbedienung entwickelt worden. Die Anforderungen, die daran zu stellen sind, werden folgende sein:

Ein- und Ausschalten der Antenne und der Röhren. Bedienen der Abstimm-Mittel des Empfängers derart, daß die jeweilige Skaleneinstellung der Abstimm-Mittel vom Empfänger kontrolliert werden kann. Kein Zeitverlust gegenüber einer Bedienung durch besonderes Bedienungspersonal. Dabei wird insbesondere bei größeren Entfernungen darauf zu achten sein, daß die hierdurch erzielten Ersparnisse an Personal nicht durch Steigerung der Ausgaben für weitere Leitungen zur Fernbedienung kompensiert werden. Es wird also in vielen Fällen notwendig sein, die weitere Forderung aufzustellen, daß die Fernbedienung ohne weitere Doppelleitung, also mittels der simultan geschalteten Doppelleitung für die Tonfrequenzen erfolgt. Wünschenswert dürfte schließlich eine erforderlich werdende Auswechslung der Röhren sein, entweder in bestimmten Zeitabständen oder von Fall zu Fall.

Die Fernbedienung erfolgt durch Ausnutzung des Wechsels und der Aenderung der Stärke des Steuerstroms. Der Steuerstrom hat lediglich die Aufgabe, durch Betätigung von Relais Ortsstromkreise einzuschalten, die ihrerseits die gewünschten Einrichtungen bestätigen. Die mechanische Kraft liefert ein kleiner Elektromotor, dessen Drehrichtung durch Veränderung der Stromrichtung des Steuerstroms in beiden Richtungen geändert werden kann. Je nach der Stärke des Steuerstroms werden die zu betätigenden Schalt- und Abstimm-Mittel durch mechanische Kopplungen mit der Achse des Antriebsmotors gekuppelt. Ein in die Steuerleitung eingeschalteter Widerstand wird geändert entsprechend der Stellung der Abstimm-Mittel. Mittels eines Milli-Amperemeters kann so die jeweilige Stellung des Abstimm-Mittels kontrolliert werden. Fig. 1 zeigt das Schema der Anordnung. Am Verwendungsort befinden sich zur Bedienung durch die empfangende Person zwei doppelpol. Schalter S_1 und S_2. Der Drehpunkt von S_1 ist über ein Milli-Amperemeter mit der Mittelanzapfung der Primärseite des Transformators verbunden, der an den Leitungen a und b liegt. Der Drehpunkt von S_2 liegt an der Erde. Die in der Ruhelage offenen Kontakte von S_1 und S_2 sind an den —Pol einer Steuerbatterie, die geschlossenen Kontakte an den Hebel eines dreipoligen Schalters S_3 geführt, an dem drei verschiedene Spannungen der Steuerbatterie liegen. An der Sekundärseite des Transformators befindet sich das Telefon des Aufnehmenden.

Am Aufstellungsort führt von der Mittelanzapfung der Primärseite des Transformators eine Verbindung über ein polarisiertes Relais PR, über die Relais R_1, R_2, R_3, über den Kondaktsatz 3 von R_2, über W_1 (während der Kontaktzeit von R_2 über W_2) zur Erde. Die Kontaktsätze 1, 2, 4 sind mit den Kupplungen K_1, K_2, K_3 so geschaltet, daß bei Kontaktzeit von R_1 der Anker von K_1, während der Kontaktzeit von R_1 und R_2 der Anker von K_2 und während der Kontaktzeit von R_1, R_2 und R_3 der Anker von K_3 anzieht.

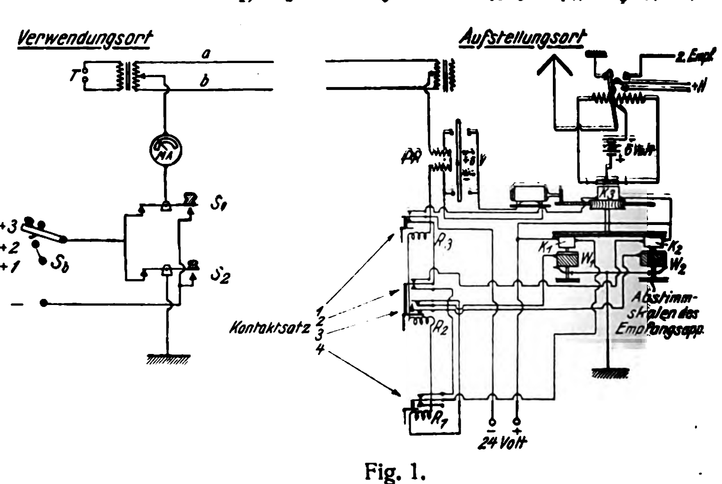


Fig. 1.

Ueber die Kontaktsätze von PR ist der Strom für den Elektromotor geführt. Die Töpfe von K_1, K_2, K_3 sind mit dem Getriebe fest verbunden. W_1 und W_2 sind mit den Ankern von K_1 und K_2 fest verbunden. Die Anker von K_1 und K_2 bedienen die Abstimm-Mittel der Empfangsapparate, der Anker von K_3 den Antennen-Erdungsschalter und den Schalter für den Heizstrom.

Der Widerstand W der Steuerleitung ohne veränderlichen Zusatzwiderstand sei 600 Ohm, W_1 bzw. W_2 seien veränderliche Widerstände von 1—900 Ohm. Die Empfindlichkeit des polarisierten Relais PR und des Relais R_1 liegt bei 10 Milli-Ampere. Dann lassen sich die erforderlichen Spannungen des Steuerstroms und die Empfindlichkeiten von R_2 und R_3 durch folgende Berechnung feststellen:

$$E = 0{,}01 \cdot (600 + 900) = 15 \text{ Volt}.$$

Ist $W_1 = 0$, so ergibt sich die Stärke des Steuerstroms in diesem Falle zu

$$J = 15/600 = 0{,}025 \text{ Amp.}$$

Die Empfindlichkeit von R_2 wird demnach auf 0,03 Amp. (5 MA Sicherheit) einzustellen sein.

Bei Stellung 2 von S_3 sind erforderlich

$$E = 0{,}03 \cdot (600 + 900) = 45 \text{ Volt}.$$

Ist $W_2 = 0$, so ergibt sich

$$J = 45/600 = 0{,}075 \text{ Amp.}$$

Die Empfindlichkeit von R_3 wird auf 0,08 Amp. (5 MA Sicherheit) eingestellt, so daß sich für die Stellung 3 von S_3 ergibt

$$E = 0.08 \cdot 600 = 48 \text{ Volt.}$$

Um R_3 zum Ansprechen zu bringen, muß vorher mittels Stellung 2 von S_3 der Widerstand W_2 auf Null gebracht werden. Diese Verzögerung in der Bedienung ist unerheblich, da K_3 nur zum Ein- und Ausschalten genutzt wird. Andernfalls ist für Stellung 3 von S_3 erforderlich

$$E = 0{,}08 \cdot (600 + 900) = 120 \text{ Volt.}$$

Im ersten Anzugsmoment liegt in der Steuerleitung stets W_1, dessen Größe bei Stellung 3 von S_3 vernachlässigt werden kann, da der Strom in diesem Falle mindestens $J = 48/1500 = 0{,}032$ Amp. beträgt, so daß R_2 sicher anzieht. Bei Stellung 1 von S_3 zeigt das Milli-Amperemeter in der Steuerleitung am Verwendungsort 10—25 MA an. Das entspricht der Veränderung des Widerstandes W_1 von 0 bis 900 Ohm. Bei Stellung 2 von S_3 zeigt das Milli-Amperemeter 30—75 MA entsprechend der Veränderung von W_2. Das Milli-Amperemeter kann daher in Stellungen der Kontaktarme der Widerstände geeicht werden. Eine Kontrolle von K_3 durch das Milli-Amperemeter ist nicht erforderlich, da diese durch das Telefon gegeben ist.

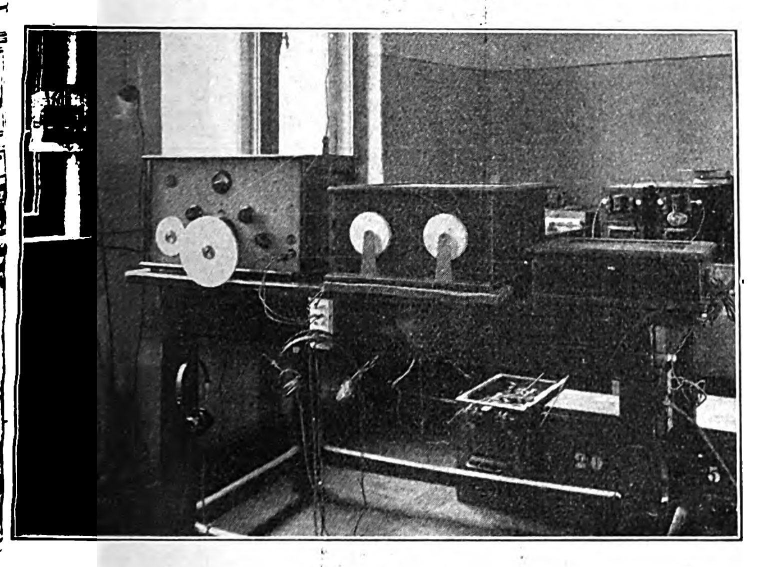


Fig. 2.

Die Apparatur läßt sich weiterhin durch Einbau eines Schrittwählers dahin erweitern, daß auch vom Verwendungsort aus Umschaltung auf vorher eingebaute Reserveröhren erfolgt usw. Diese einfache Anordnung macht ein Versagen der Empfangsanlage praktisch unmöglich.

Eine Probeapparatur (Fig. 2), die konstruktiv noch sehr verbesserungsfähig ist, wurde Anfang November 1927 bei der Polizei-Hauptfunkstelle Berlin eingebaut. Die Fig. 2 zeigt links am Fenster den elektromagnetischen Schalter für Antenne und Heizung, es folgt sodann der Empfänger, an dem die Schnurscheiben zur Betätigung von Abstimmkondensator und Rückkopplung gut zu erkennen sind. Der mittlere Kasten enthält den Elektromotor und die magnetischen Kupplungen und in dem Kasten rechts befinden sich die Relais. Diese Empfangs-Apparatur befindet sich in Lichterfelde, der Verwendungsort im Polizeipräfidium. Nach 14tägigem Probebetrieb mit Bedienungspersonal (4 Personen) wurde dasselbe zurückgezogen und die Bedienung erfolgt seitdem ausschließlich elektro-mechanisch vom Verwendungsort aus. Die Polizei-Hauptfunkstelle steht mit über 20 Funkstellen im Wechselverkehr, von denen jede eine besondere Einstellung des Empfanges bedingt. Nach Durchgabe von „Nachrichten an alle" werden diese von allen Gegenfunkstellen der Reihe nach quittiert. Zur Bedienung hat jede Funkstelle ca. 10 Sekunden zur Verfügung. In dieser Zeit wurde durch die Fernbedienung die Empfangsapparatur abgestimmt und die Quittung aufgenommen.

Zusammenfassung.

Es wird eine Einrichtung beschrieben, die dazu dient, Empfangsanlagen, die nicht im Verwendungsraum aufgebaut werden können, ein- und auszuschalten und abzustimmen. Der Wert dieser Einrichtung liegt vor allem in der Ersparnis des besonderen Bedienungspersonals. Um diese nicht wieder durch die Kosten für besondere Leitungen teilweise aufzuheben, erfolgt sie unter Verwendung der für den Hörempfang dienenden Doppelleitung.

Erreicht wird dies durch Ausnutzung des Wechsels und der Aenderung der Stärke des Steuerstromes. Ein kleiner Elektromotor bewegt bei Schließen des Steuerstromes ein Getriebe, an dem die Töpfe von drei Kupplungen befestigt sind. Je nach der Stromstärke werden 1—3 Relais betätigt, die einen der drei Anker der Kupplungen mit dem Getriebe an die Bewegung des Getriebes heranführen. Zwei der Anker sind mit Abstimmskalen verbunden, der dritte Anker mit einer Ein- und Ausschalteinrichtung der Antenne und des Empfängers.

Ein mit dem Anker und somit auch mit den Abstimmskalen verbundener Drehwiderstand, der in die Steuerleitung eingeschaltet wird, zeigt durch Veränderung der Stromstärke im Verwendungsort die augenblickliche Stellung des jeweilig betätigten Abstimmittels an.

(Eingegangen am 10. Januar 1928.)

Berichtigung

zum Aufsatz von H. Fassbender: „Laboratorien und Forschungsarbeiten der Funkabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin-Adlershof", ds. Jahrbuch **30**, S. 173, 1927, Heft 6.

Auf Seite 173, rechte Spalte, Zeile 4, ist zu setzen Sonderraum statt Senderaum.

Auf Seite 174, rechte Spalte, Zeile 10, ist zu setzen Hochfrequenzsatz statt Hochspannungssatz.

Auf Seite 176, linke Spalte, Zeile 36, ist zu setzen

$$= \frac{N_s}{N_a} \text{ statt } = \frac{N_a}{N_s}$$

(Eingegangen am 14. Januar 1928.)

Referate.

F. Gabriel. Ein Röhren-Generator für Ton-Frequenzen zum Laboratoriums-Gebrauch. Elektrische Nachrichten-Technik, Bd. **4**, S. 338—342, 1927.

In dieser Arbeit wird ein vom Verfasser im Auftrage der Loewe-Radio G. m. b. H. in deren Laboratorium und Werkstätten entwickelter und hergestellter Röhren-Generator für Niederfrequenz beschrieben, der für sich zu Untersuchungen an Lautsprechern und Transformatoren, sowie an Niederfrequenz-Verstärkern und für ähnliche Zwecke geeignet ist, aber auch zur niederfrequenten Steuerung eines Röhren-Generators für Hochfrequenz bei Messungen mit modulierter Hochfrequenz Verwendung finden kann. Besonderer Wert wurde auf die Eichbarkeit des Röhren-Generators gelegt, der fast rein sinusförmige Schwingungen im Frequenz-Bereich von 20 bis 20 000 Hertz liefert und sich im übrigen dadurch auszeichnet, daß seine Belastung keine wesentliche Rückwirkung auf die Frequenz und Schwingungsform auszuüben vermag.

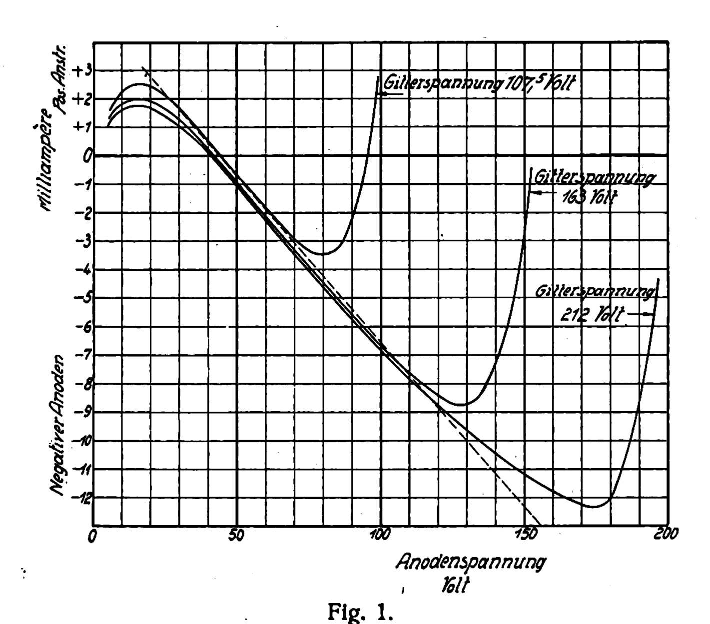


Fig. 1.

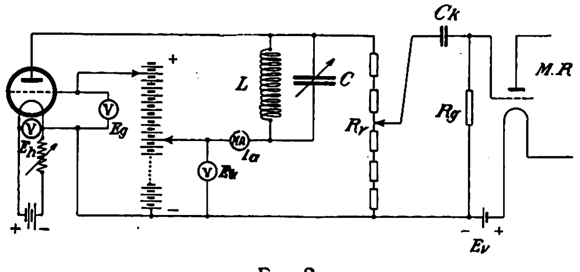


Fig. 2.

Zur Selbsterregung der niederfrequenten Schwingungen ist die Dynatron-Schaltung gewählt, bei der das Gitter der Röhre eine höhere Spannung als die Anode erhält, und durch die auf diese Weise entstehenden Sekundär-Elektronen ein negativer innerer Röhren-Widerstand bewirkt wird. In Fig. 1 sind die Dynatron-Kennlinien der verwendeten Röhre LA 101 bei verschiedenen Gitter-Spannungen wiedergegeben. Eine zweite Fig. der Arbeit zeigt, daß der Wert des negativen inneren Röhren-Widerstandes, das ist die Neigung der Dynatron-Kennlinie, von der Heizspannung der Röhre abhängt. Da die Röhre nur zwischen dem Maximum und dem Minimum der Dynatron-Kennlinien Schwingungen zu unterhalten vermag, sind Schwingungen zweiter Art wie bei äußerlich rückgekoppelten Röhren-Generatoren hier unmöglich. Für die Eichung wird zunächst die Heizspannung auf einen bestimmten Wert gebracht und dann durch Regeln der Anoden-Spannung der Zustand herbeigeführt, bei dem der Anoden-Gleichstrom nahezu Null ist. Bei der Wiederherstellung dieses Zustandes erhält man dann auch stets dieselben Frequenzen.

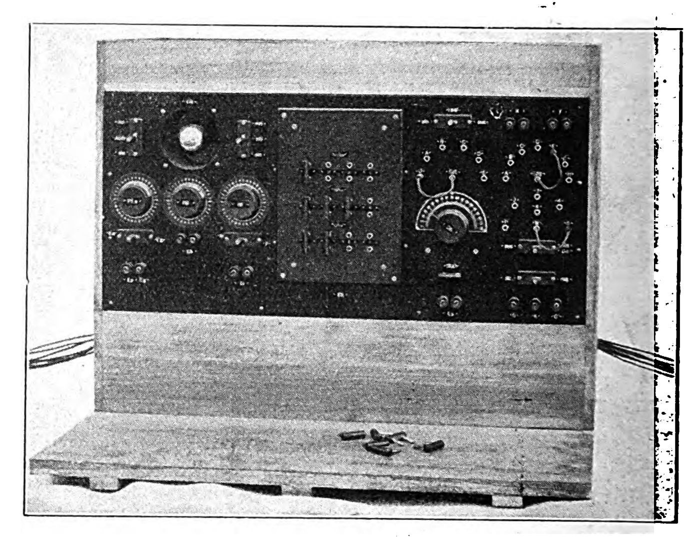


Fig. 3.

Die Gesamtschaltung des Tonfrequenz-Generators zeigt Fig. 2. Er besitzt im Schwingungskreise eine Spule ohne Eisenkern mit insgesamt 38 000 Windungen, die zum Zweck der Frequenz-Regelung mehrere Anzapfungen hat, und einen Drehkondensator von 1000 cm, sowie stöpselbare Blockkondensatoren von 10^3 bis 10^6 cm, die der Spule oder einem Teil von ihr wahlweise parallel geschaltet werden können.

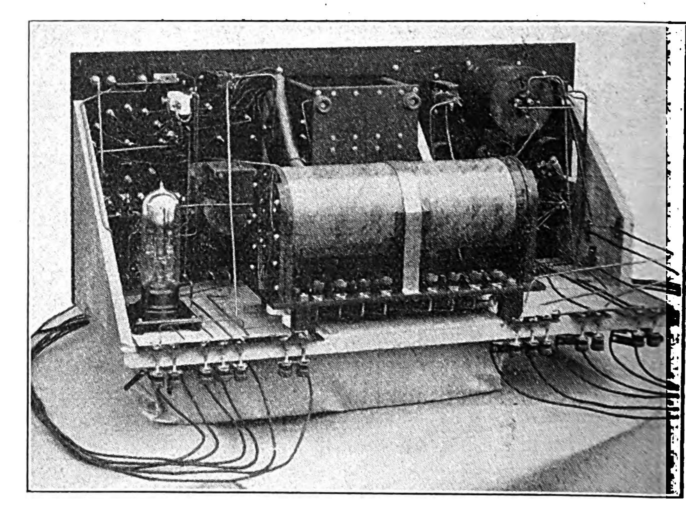


Fig. 4.

Damit in Fällen erheblicher Strom-Entnahme aus dem Generator nicht eine zu hohe Belastung des Dynatrons und somit Frequenz-Aenderungen eintreten, ist der Schwingungskreis der Dynatron-Röhre über ein hochohmiges Potentiometer mit dem Eingangs-Gitter einer Mehrfachröhre

3 *NF* verbunden. Im Anoden-Kreise dieser Röhre kann man dann rückwirkungsfrei beliebige Niederfrequenz-Ströme oder Spannungen entnehmen. Zur Grobregelung der Amplituden dient das erwähnte Potentiometer, zur Feinregelung eine einfache Hilfsschaltung, die einen Transformator zur Ausmerzung des Anoden-Gleichstromes der Mehrfachröhre enthält.

Fig. 3 gibt die Frontansicht des Tonfreuqenz-Generators und Fig. 4 sein Inneres wieder. Man erkennt hier vor allem die große Spule, hinter ihr das Gestell mit den Blockkondensatoren, und links neben ihr die Mehrfachröhre.

F. Gabriel.

F. Gabriel. Ein Röhrengenerator zur Erzeugung von modulierter Hochfrequenz für Laboratoriumszwecke. Elektrische Nachrichten-Technik, Bd. 4, S. 426—434, 1927.

Der Verfasser hat für das Laboratorium der Loewe-Radio-G. m. b. H. in deren Auftrag einen Röhren-Generator für Hochfrequenz entworfen und bei der Firma anfertigen lassen. Dieser Generator, bei dem eine Modulierung der Hochfrequenz mit Hilfe eines ebenfalls vom Verfasser entwickelten Tonfrequenz-Generators (vgl. vorangehendes Referat) vorgesehen ist, wird in der vorliegenden Arbeit beschrieben. Der Apparat ist zur Prüfung und Ueberwachung der Leistungsfähigkeit der von der Firma Loewe hergestellten Mehrfachröhren bestimmt. Er kann natürlich auch bei der Untersuchung anderer mehrstufiger Rundfunk-Empfänger Anwendung finden.

Aus den durch Gleichstrom-Messungen zu bestimmenden Verstärkungen in den einzelnen Stufen der Röhren-Kaskade eines Verstärkers oder Empfängers kann die Gesamt-Verstärkung nicht abgeleitet werden, weil sie außer von jenen statischen Verstärkungen auch von der Dimensionierung der Kopplungsglieder und von den inneren Röhrenkapazitäten, das ist von der Anodenrückwirkung, abhängig ist. Somit müssen bei Mehrfachröhren und anderen Empfängern mit Hilfe von Wechselströmen einer der praktischen Verwendung entsprechenden Frequenz, also mit Hochfrequenz, dynamische Werte gemessen und angegeben werden. Wenn die zu untersuchende Röhrenkaskade außer zur Hochfrequenzverstärkung dienenden Stufen noch eine Gleichrichterröhre enthält, um ausgangsseitig Niederfrequenz zu bekommen, für die gegebenenfalls auch eine Verstärkung in mehreren Stufen vorgesehen sein kann, so muß unter diesen Umständen zur Untersuchung modulierte Hochfrequenz benutzt werden. Dies trifft beispielsweise für die Loewe-Mehrfachröhre 3NF zu.

In Hinsicht auf den beabsichtigten Verwendungszweck des Hochfrequenz-Generators waren an ihn bestimmte Anforderungen bezüglich Regelbarkeit, Konstanz und Ueberwachungsmöglichkeit der Frequenz, der Amplitude und des Modulationsgrades zu stellen. Die Bedingung der Rückwirkungsfreiheit zu erfüllen, war außer der „Senderöhre“ *SR*, an der die Hochfrequenz entnommen wird, noch zu ihrer Fremdsteuerung eine sich selber in Hochfrequenz erregende „Steuerröhre“ *StR* erforderlich. Aus der Notwendigkeit der niederfrequenten Modulation der Hochfrequenz ergab sich die einer dritten Röhre, der „Modulationsröhre“ *MR*. Das Schema der gewählten Gesamtschaltung zeigt Fig. 1.

Die Steuerröhre arbeitet als Dynatron; es wird ihr eine wesentlich höhere Gitter- als Anodenspannung zugeführt, was die Entstehung von Sekundär-Elektronen und auf diese Weise einen negativen inneren Widerstand der Röhre zur Folge hat. Wird durch passende Einstellung der Heizspannung E_h und Gitterspannung E_g eine zur Anodenstrom-Nullinie annähernd symmetrisch gelegene günstige Dyna-

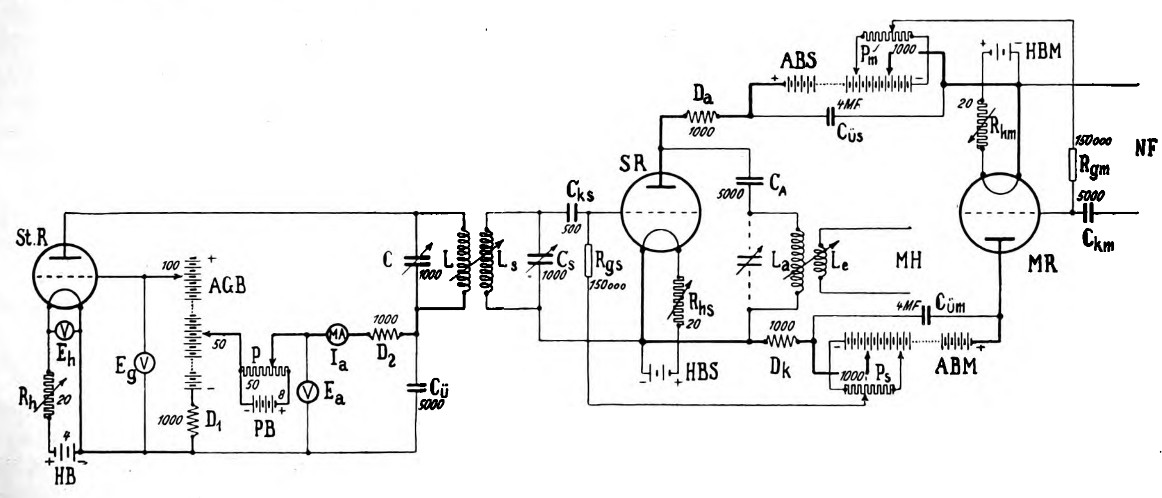


Fig. 1

tron-Kennlinie ausgewählt, bei der der Anoden-Gleichstrom I_a fast verschwindet, so hat man die Amplitude der erregten Hochfrequenz-Schwingungen durch Regelung der Anodenspannung E_a völlig in der Hand. Auf diese Weise ist mit sehr einfachen Mitteln die Erzeugung rein sinusförmiger Schwingungen gewährleistet; deren Frequenz im wesentlichen durch die Selbstinduktion und Kapazität im Schwingungskreise *LC* bestimmt ist. Die Drosseln D_1 und D_2 sowie der Ueberbrückungskondensator $C_ü$ haben den Zweck, die Hochfrequenz von den Instrumenten fernzuhalten. Das Potentiometer *P* und die aus Akkumulatoren bestehende Potentiometer-Batterie *PB* dienen der genauen Einstellung der Anodenspannung. Die Spule *L* im Schwingungskreise der Steuerröhre ist mit dem Gitterkreise L_s *C* der Senderöhre induktiv gekoppelt. Diese Kopplung ist in weiten Grenzen veränderlich.

Die Modulationsröhre, die durch den oben bereits erwähnten Ton-Frequenz-Generator gesteuert werden kann, ist mit der Senderöhre und zwei Anodenbatterien *ABS* und *ABM* in einen „Ring“ geschaltet. Dieser Ring weist aber insofern eine Asymmetrie auf, als der Hochfrequenz der Weg über die Modulationsröhre durch die Drosseln D_a und D_k versperrt und dafür ein besonderer Weg über den Kondensator C_a und die Spule L_a eröffnet ist, während

die Niederfrequenz über beide Röhren fließen kann. An der Spule L_a wird die modulierte Hochfrequenz induktiv entnommen; auch hier ist eine regelbare Kopplung vorgesehen. Der Modulationsgrad kann in einfacher Weise aus der Wechselspannung am Gitter der Senderöhre einerseits und der Wechselspannung am Gitter der Modulationsröhre andererseits erhalten und kontrolliert werden. Es sind entsprechende Anschlüsse für ein Röhrenvoltmeter vorhanden. Ein Teil der Anodenbatterien dient zum Abgreifen der Gittervorspannungen mit Hilfe von Potentiometern P_s und P_m.

Fig. 2 gibt die Ansicht und Fig. 3 einen Blick in das Innere des Generators. Die Frontplatte ist in drei Abschnitte geteilt, von denen je einer der „Senderöhre" (Mitte),

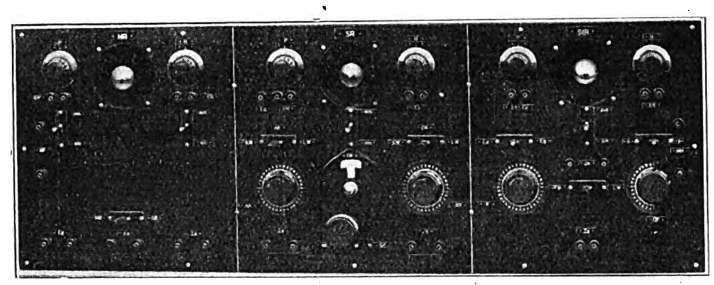


Fig. 2.

der Steuerröhre (rechts) und der „Modulationsröhre" (links) sowie ihren Schaltelementen zugehört. Die Röhren sind versenkt angeordnet und auf diese Weise geschützt und doch leicht zugängig. Es werden Spezialröhren (E_h = 3,9 Volt, I_h = 0,3 Ampere, I_s = 20 mA) verwendet. Die erforderlichen Instrumente sind nicht in den Apparat eingebaut; doch sind für alle irgendwie in Frage kommenden Messungen Anschlüsse vorgesehen. Die Schalter dienen teilweise zum Umschalten der Instrumente, teilweise zum

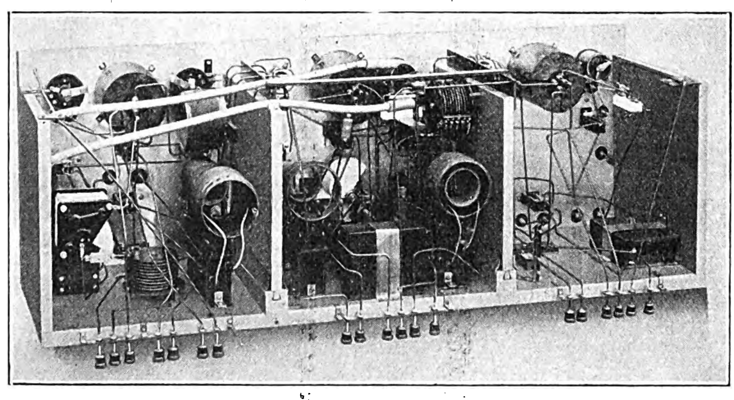


Fig. 3.

Uebergang von kurzen (200—700 m) auf lange Wellen (600 bis 2000 m). Soweit die Schalter Anodenspannungen führen, die einige hundert Volt betragen können, sind sie mit langen Isoliergriffen versehen. Es sind zwei Dreh-Kondensatoren, zwei Kopplungen und auch eine Rückkopplung vorhanden, mit deren Hilfe eine Selbsterregung der „Senderöhre" für besondere Zwecke erreicht werden kann.

Das Innere des Gerätes ist durch zwei herausziehbare Scheidewände in drei der Frontplatte entsprechende Abteilungen getrennt. Die Scheidewände sind ebenso wie alle anderen Wände vollständig mit Aluminiumblech bekleidet, das natürlich geerdet wird. Ebenso ist die Hochfrequenz aus der mittleren Abteilung durch Metallschläuche zu den Abnahmeklemmen geführt. Man erkennt im Lichtbild deutlich die einzelnen in weiten Grenzen (bis zu 15 cm Abstand) veränderlichen Kopplungen und die Drosselspulen, welche je 10×100 Windungen besitzen. Die Leitungen sind sorgsamst so verlegt, daß keine unerwünschten Kopplungen entstehen; dies bereitete an den Stellen, an denen sich die Leitungen stark zusammendrängen, teilweise erhebliche Schwierigkeiten.

F. Gabriel.

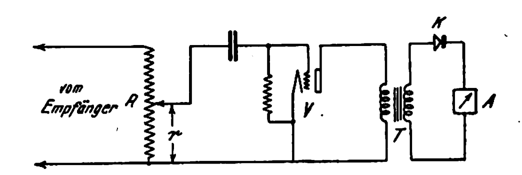
Drahtlose Bildübertragung.

Im Electrician **99**, 796, 1927 vom 23. Dezember findet sich folgende Anzeige: Die Marconi-Gesellschaft hat mit der Radio Corporation of America ein Abkommen getroffen, wonach in dieser Woche handschriftliche Weihnachts-Mitteilungen als Photoradiogramme zu dem ermäßigten Preise von 8 £ 4 s 6 d (ca. 170 Mk.) für eine Karte von 4 × 5 inch. (ca. 10 × 12,5 cm) befördert werden können.

J. Zenneck.

S. Harries. Messung der Hochfrequenzverstärkung. (Measurements of radio frequency amplification.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 641—648, 1927.

Bei den Messungen ist vorausgesetzt ein Empfänger ohne Rückkopplung, der aus einigen Hochfrequenzstufen, einem Detektor mit quadratischer Charakteristik und einer Niederfrequenzstufe besteht. Es soll mit moduliertem Hochfrequenzstrom gemessen werden die Spannungsverstärkung irgendeiner der Hochfrequenzstufen. Zu diesem



Zweck wird an die Niederfrequenzseite des Empfängers die Meßanordnung der nebenstehenden Figur angeschlossen. Sie besteht aus einem Spannungsteiler *R*, einem Röhrenvoltmeter *V*, einem Niederfrequenz-Transformator *T*, einem Karborund-Detektor *K* und einem Mikroampèremeter *A*. Soll nun die Verstärkung irgendeiner Hochfrequenzstufe, z. B. der zweiten, bestimmt werden, so wird der Spannungsteiler *R* so eingestellt, daß der Strommesser *A* bei eingeschalteter Stufe 2 ($r = r_1$) einen gewissen Ausschlag zeigt. Dann wird die Stufe 2 ausgeschaltet und der Spannungsteiler so reguliert ($r = r_2$), daß wieder derselbe Ausschlag im Strommesser entsteht. Es gilt dann für die Spannungsverstärkung K_2 der zweiten Stufe, wie eine einfache Ueberlegung zeigt, $K_2 = \sqrt{\frac{r^2}{r_1}}$. Wichtig ist bei solchen Messungen, daß nicht nur der Empfänger im ganzen, sondern auch die einzelnen Stufen desselben sehr sorgfältig abgeschirmt sind.

Die Anordnung kann in ganz ähnlicher Weise auch benützt werden, um die Gesamtcharakteristik eines Empfängers zu bestimmen. Bei allen derartigen Messungen ist wesentlich, daß der Detektor nicht überlastet wird, da er sonst nicht mehr dem quadratischen Gesetze folgt.

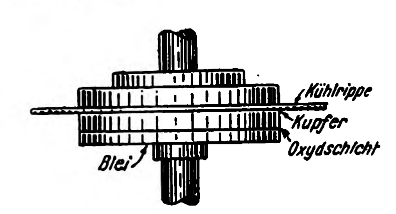
J. Zenneck.

„Metallischer Gleichrichter" der Westinghouse Brake und Saxby Signal Co.

Im El. **99**, 626, 1927 ist über einen Gleichrichter berichtet, der in der nebenstehenden Figur abgebildet ist. Der wirk-

same Teil des Gleichrichters besteht aus einer Kupfer- und einer Bleiplatte und dazwischen einer Kupferoxydschicht, die dadurch hergestellt ist, daß die dem Blei zugekehrte Oberfläche der Kupferplatte oxydiert ist. Ueber die Wirkungen eines Gleichrichterelements wie desjenigen der Fig. — Dimensionen sind nicht angegeben — ist gesagt, daß ein Strom von 1 Amp. durch das Element hindurchgeht, wenn 2 Volt in der Richtung Kupferoxyd—Kupfer angelegt sind, dagegen 0,001 Amp., wenn man dieselbe Spannung kommutiert.

Diese Gleichrichter sollen zum Laden von Batterien dienen. Sie haben, da sie keine Flüssigkeiten enthalten,



den Vorteil, daß man sie mit dem Transformator zu einem sehr handlichen Apparat zusammenbauen kann. Unter sonstigen Verwendungsmöglichkeiten wird u. a. angeführt, daß man zur Messung von Wechselspannungen einen Gleichstromspannungsmesser von hohem Widerstand verwenden kann, wenn man kleine Gleichrichtereinheiten dem Instrument vorschaltet. Ebenso lassen sich Gleichstrom-Apparate durch Wechselstrom betreiben, wenn man ihnen einen Gleichrichter parallel legt. In der einen Halbperiode geht dann praktisch der Strom durch den Gleichrichter, dessen Impedanz als klein gegen denjenigen des Apparates vorausgesetzt wird, in der nächsten Halbperiode der entgegengesetzte Strom durch den Apparat, der auf diese Weise also merklich nur Strom einer Richtung bekommt.

J. Zenneck.

F. W. Grover. Formeln für die Berechnung der Kapazität von Antennen. (Formulas for the calculation of the capacity of antennas.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 733—736. 1927.

Howe (El. 73, 829, 1914) hatte vorgeschlagen, die statische Kapazität von Antennen in der Weise zu berechnen, daß man zuerst die Ladung der Antennendrähte auf der Längeneinheit überall gleich annimmt und unter dieser Annahme das Potential an den verschiedenen Stellen der Antenne berechnet. Dieses Potential wird dann an den verschiedenen Stellen verschieden wegen der unrichtigen Annahme einer gleichförmigen Ladung. Nun nimmt man den Mittelwert V dieses Potentials und berechnet die Kapazität C der Antenne aus der Beziehung $Q = C \cdot V$, worin Q die gesamte Ladung der Antenne bedeutet.

Der Verfasser hat dieses Verfahren in zwei Fällen kontrolliert durch eine Methode der sukzessiven Annäherung, die sehr zeitraubend ist, aber zu richtigen Resultaten führen muß. Er findet in diesen beiden Fällen (horizontaler Draht von endlicher Länge über dem Erdboden und vertikaler Draht, dessen unteres Ende sich in einigem Abstand über dem Boden befindet), daß der Fehler, den man bei dem einfachen Howeschen Verfahren bekommt, nur etwa 0,2 bis 0,3 bzw. 1% ist. Er glaubt danach, daß das Verfahren allgemein für technische Genauigkeit ausreichend ist und weist auf ein „letter circular“ des Bureau of standards (die Nummer des Zirkulars ist nicht angegeben) hin, in dem nach dieser Methode die Kapazität der verschiedensten Antennenformen berechnet oder für ihre Berechnung bequeme Tabellen angegeben sind.

J. Zenneck.

A. H. Taylor. Aenderungen in der Reichweite von Bodenwellen hoher Frequenz. (Variations in high-frequency ground wave ranges.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 707, 1927. (Aus dem Marine-Forschungslaboratorium.)

Bei Versuchen mit einem Sender von 100 Watt, wovon etwa 60 % tatsächlich in die Antenne kamen, und mit einer Frequenz von $12 \cdot 10^6$ bzw. $16 \cdot 10^6$/sec ($\lambda = 25$ bzw. 17,7 m) ergaben sich eigentümliche Unterschiede in der Reichweite der Bodenwelle bei Tag und bei Nacht. Wenn sich die Wellen über Seewasser ausbreiteten und die Frequenz in der Nähe von $12 \cdot 10^6$/sec lag, war die Reichweite bei Tag ca. 12 Meilen, bei Nacht ca. 50 Meilen. Ebenso betrug bei Frequenzen um $16 \cdot 10^6$/sec die Tagreichweite nicht mehr als 3 Meilen, die Nachtreichweite ungefähr 22 Meilen. Die naheliegende Erklärung, daß man bei Nacht eben nicht allein mit der Wirkung der Bodenwelle zu tun hatte, sondern auch mit derjenigen der Luftwelle, ist nicht wahrscheinlich, da auf die genannten Entfernungen bei Nacht durchaus keine Schwunderscheinungen zu beobachten waren, wie es nach allen bisherigen Erfahrungen bei dem Zusammenwirken einer Luft- und Bodenwelle zu erwarten gewesen wäre. Der Verfasser neigt dazu, anzunehmen, daß tatsächlich bei diesen Frequenzen und bei der Ausbreitung über Seewasser die Absorption der Bodenwelle bei Tag erheblich größer ist, als bei Nacht. Einen Grund dafür anzugeben, ist ihm aber nicht möglich.

Er macht übrigens darauf aufmerksam, daß bei Frequenzen $< 10 \cdot 10^6$/sec ($\lambda > 30$ m) und bei Tag auch nach diesen Versuchen keine begrenzte tote Zone zu beobachten war, sondern nur eine Senkung in der Kurve, die die Intensität in Abhängigkeit von der Entfernung darstellt.

J. Zenneck.

G. Breit. Die Möglichkeit einer Beziehung zwischen den Schwunderscheinungen und geringen Schwankungen des magnetischen Erdfelds. (A Suggestion of a connection between radio fading and small fluctuations in the earths magnetic field.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 709, 1927.

Die Schwunderscheinungen werden gewöhnlich als Interferenzen zwischen der Boden- und Luftwelle gedeutet. Tatsächlich zeigen sich aber Schwunderscheinungen auch dann, wenn die Bodenwelle sicher nicht mehr zur Wirkung kommt, z. B. beim Arbeiten mit kurzen Wellen auf verhältnismäßig große Entfernungen. Eine mögliche Erklärung dafür ist die, daß zwei Luftwellen zur Interferenz kommen. Eine andere Vermutung hat kürzlich A. H. Taylor geäußert, die nämlich, daß geringe Aenderungen im magnetischen Erdfeld in diesem Falle Schuld an den Schwankungserscheinungen seien. Zur Prüfung dieser Vermutung hat der Verfasser den Einfluß von Aenderungen des magnetischen Erdfeldes auf die Ausbreitung von Wellen in einer elektronenhaltigen Atmosphäre untersucht, unter der Annahme, 1., daß die Ausbreitungsrichtung diejenige des magnetischen Erdfeldes, und 2., daß die Elektronenkonzentration N in ihrer Abhängigkeit von der Höhe y einem Gesetz von der Form $N \backsim y_2$ folgt.

In dem Fall der Ausbreitung in der Richtung des magnetischen Erdfelds erhält man bekanntlich zwei zirkular polarisierte Wellen, eine rechts und eine links polarisierte mit verschiedenen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten. Ihre

Resultierende ist eine geradlinig polarisierte Welle, deren Polarisationsebene durch das Phasenverhältnis der beiden zirkular-polarisierten Wellen bestimmt ist. Es wird nun in der Arbeit gezeigt, daß ganz geringfügige Schwankungen des magnetischen Erdfelds genügen, um sehr große Aenderungen in der Lage der Polarisationsebene an irgendeinem bestimmten Empfangsort hervorzurufen: Bei einer Wellenlänge von 70 m und Entfernungen in der Größenordnung von 100—300 km haben schon Aenderungen der erdmagnetischen Feldstärke von einigen 10^{-5} Gauß die Wirkung, die Polarisationsebene der von der Atmosphäre herunterkommenden Wellen um ca. 90° zu drehen, so daß also beim Empfang mit einer vertikalen Antenne schon außerordentlich große Intensitätsschwankungen hervorgerufen würden.

Es wird dann auch noch der Einfluß einer Aenderung der Frequenz auf die Lage der Polarisationsebene berechnet und auch gefunden, daß ganz geringe Frequenzschwankungen ausreichen, um die Polarisationsebene um 90° zu drehen. Der Verfasser berechnet z. B. für $\lambda = 70$ m und Zenith-Reflexion an einer reflektierenden Schicht in der Höhe von 100 km, daß eine Aenderung der Frequenz um $^1/_{1400}$, d. h. im vorliegenden Fall um ca. 3000/sec schon eine Drehung der Polarisationsebene um 90° zur Folge haben würde.

In ähnlicher Weise leitet der Verfasser auch noch den Einfluß einer Aenderung der Elektronenkonzentration ab. Er findet unter denselben Annahmen wie oben, daß schon eine Aenderung der Elektronenkonzentration um $^1/_{1800}$ die Polarisationsebene um 90° drehen würde.

So viel zeigen die Rechnungen des Verfassers jedenfalls, daß schon ganz minimale Aenderungen des magnetischen Erdfelds, der Frequenz des Senders oder auch der Elektronenkonzentration ausreichen, um sehr starke Schwankungen in der Empfangsintensität zu begründen.

J. Zenneck.

H. C. Forbes. Drahtlose Zugtelegraphie. A radio inter-conmunicating system for railroad train service.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 869—878, 1927.

Der Zweck ist eine drahtlos-telephonische Verbindung zwischen der Maschine und dem letzten Wagen („Caboose") von Frachtzügen, die unter Umständen eine Meile lang sein können.

Die Antenne auf der Maschine und dem letzten Wagen besteht aus einem horizontalen Rahmen. Die verwendete Wellenlänge war 115,4 m ($f = 2{,}6 \cdot 10^6$/sec); für den drahtlosen Zugverkehr sind in Amerika die Frequenzen 2,3 bis $2{,}75 \cdot 10^6$/sec byw. $\lambda =$ 109—130 m zugelassen. Der Röhrensender besitzt zwei 50-Watt-Röhren, eine als Generator, eine als Modulator, und eine 7,5-Watt-Röhre zur Verstärkung des Sprechstroms. Die Energie für die Anodenkreise liefert ein 200-Watt-Motor-Generator, der durch eine Akkumulatorenbatterie von 12 Volt und 175 Ampèrestunden betrieben wird. Dieser wird auch der Heizstrom der Röhren direkt entnommen.

Der Empfänger erhält einen einfachen Empfangskreis mit Rückkopplung, einen Dreifach-Niederfrequenzverstärker mit einer Starkstromröhre als Endröhre für den Lautsprecher. Die Rückkopplung ist unveränderlich. Zur Abstimmung des Empfangskreises dient ein einziges Abstimmelement.

Für den Anruf ist ein schriller Ton von 800 Periodensec vorgesehen, der auch durch die starken Zuggeräusche hindurch unfehlbar gehört wird. Diese Anrufvorrichtung kann auch zur Zeichengebung verwendet werden im Fall, daß die Telephonie versagen sollte.

Die starken Erschütterungen des fahrenden Zuges machten besondere Maßnahmen nötig. Günstig waren die Erfahrungen mit einer Kombination aus einer gefederten Aufhängung und Gummischwamm.

Die offizielle Vorführung während der fünfstündigen Fahrt eines Frachtzuges mit 116 Wagen überzeugte allgemein von der praktischen Brauchbarkeit der Apparate. Bei Vorversuchen wurde festgestellt: 1. daß starker Regen und Gewitter zwar ein Krachen im Lautsprecher zur Folge hatten, die Telephonie-Verbindung aber nicht störten, 2. daß auf eine Entfernung von 4 Meilen die Verbindung zwischen Sender und Empfänger gut arbeitete, trotzdem das dazwischen liegende Gelände hügelig war, 3. daß Kraftleitungen über dem Bahnkörper und kleine Brücken keinen Einfluß hatten, daß aber die Verbindung unmöglich wurde, solange die Maschine oder der letzte Wagen sich unter einer großen Stahlbrücke befanden.

Unter den verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten einer derartigen Anordnung weist der Verfasser auch darauf hin, daß es damit möglich sein wird, von einer einzigen Befehlsstelle aus die sämtlichen Maschinen eines Frachtbahnhofs von ca. 5 Meilen Länge zu dirigieren.

J. Zenneck.

E. H. Kincaid. Zwei verschiedene Beispiele für die Beeinflussung des Empfangs durch meteorologische Bedingungen. (Two contrasting examples wherein radio reception was affected by a meteorological condition.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 843—868, 1927.

Der Verfasser hat an Bord eines Schiffes, das sich bei Haiti befand, beobachtet, daß keine merkbaren atmosphärischen Störungen vorhanden waren, als über dem Osten von Nordamerika und Westindien ein großes Gebiet hohen Luftdrucks sich befand. Dagegen haben sich die atmosphärischen Störungen bis zur Unmöglichkeit eines drahtlosen Empfangs gesteigert, als über Westindien ein Tiefdruck-Minimum mit schwerem Sturm heranzog. Er zitiert dann aus der Literatur eine Menge Beobachtungen, nach denen das Herannahen von schlechtem Wetter mit sehr starken atmosphärischen Störungen verbunden war. Danach müßte es also möglich sein, aus Beobachtungen von atmosphärischen Störungen, insbesondere wenn auch die Richtung, aus der die Störungen kommen, bestimmt wird, schlechtes Wetter vorherzusagen und damit die Wetterprognose zu unterstützen. Umgekehrt sollte man dann auch aus der Wetterkarte im voraus sagen können, ob man starke atmosphärische Störungen zu erwarten hat.

Der Hauptzweck der Arbeit ist die Beschreibung eines Apparats, der automatisch die atmosphärischen Störungen nach Intensität und Richtung registriert. Bezüglich der Einzelheiten dieses Apparats, der mit einer rotierenden Rahmenantenne ausgerüstet ist, muß ich auf die Arbeit selbst verweisen.

J. Zenneck.

L. W. Austin. Messungen mit langen Wellen am Bureau of Standards während des Jahres 1926 und Vergleich der Erscheinungen auf dem Gebiet der drahtlosen Telegrahie mit der Sonnentätigkeit. (Long-wave radio measurements at the bureau of Standards in 1926, with some comparison of solar activity and radio phenomena.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 825—842, 1927.

Der erste Teil der Arbeit ist eine Fortsetzung der systematischen Empfangsmessungen, die schon seit Jahren von



Bureau of Standards an einer Anzahl von langwelligen Groß-Stationen gemacht werden. In diesen Messungen ist gegen Ende des Jahres 1926 insofern eine Verbesserung eingeführt worden, als die Zeichen von Bordeaux, Tucker-

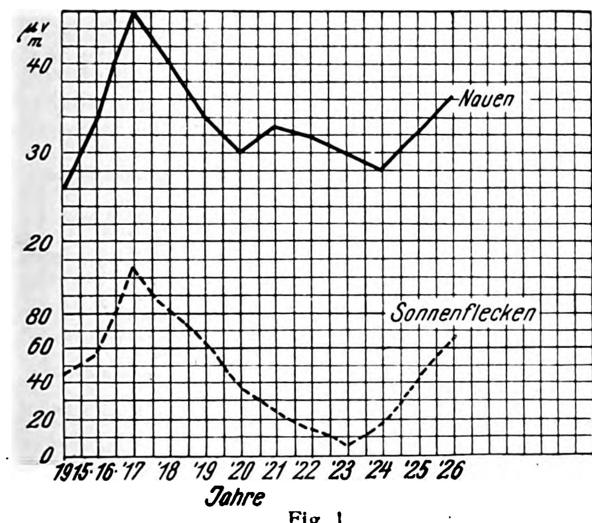


Fig. 1.

ton und Cape Cod und auch die atmosphärischen Störungen mit einem Cambridge-Paul-recorder automatisch registriert wurden.

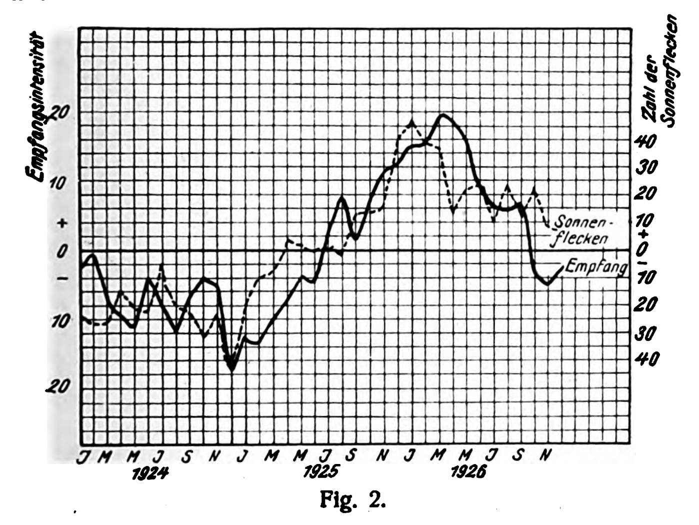


Fig. 2.

Der zweite Teil der Arbeit gilt der Frage eines Zusammenhangs zwischen der Empfangsintensität und der Zahl der Sonnenflecken.

In Fig. 1 sind die jährlichen Mittelwerte der Empfangsintensität von Nauen in Washington um 10^h vormittags und die Zahl der Sonnenflecken aufgetragen für die Jahre 1915 bis 1926. In Fig. 2 sind die Ordinaten einerseits die Anzahl der Sonnenflecken, andererseits die Mittelwerte der Empfangsintensität 10^h und 15^h in Washington von den Stationen LY (Bordeaux, $\lambda = 18\,900$ m), KET (Bolinas, San Francisco, $\lambda = 22\,000$ m), AGS (Nauen, $\lambda = 12\,800$ m) und FU und FT (Ste. Assise, $\lambda = 20\,000$ und $14\,400$ m). Dabei ist zu bedenken, daß die Ordinaten für die Empfangsfeldstärke und die Zahl der Sonnenflecken nicht diese selbst, sondern die Abweichung des beobachteten Monatsmittels von dem Mittelwert der Empfangsintensität (bzw. der Sonnenfleckenzahl) desselben Monats während der ganzen Beobachtungszeit von drei Jahren darstellen. Die Fig. 1 und 2

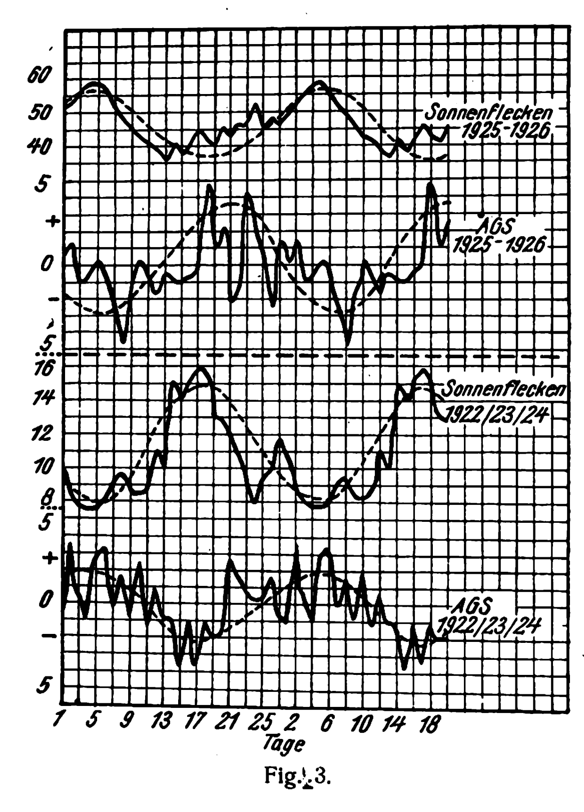


Fig. 3.

scheinen außer Zweifel zu stellen, daß einer großen Anzahl von Sonnenflecken ein besserer Tagempfang bei diesen langen Wellen entspricht.

Fig. 3 dagegen zeigt genau das Gegenteil. In ihr sind wieder die Abweichungen der beobachteten Werte (Sonnenfleckenzahl bzw. Tagempfang von AGS Nauen in Washington) vom Monatsmittel wiedergegeben, aber die Beobachtungszeit ist in Perioden von 27 Tagen (Umdrehungszeit der Sonne) eingeteilt, und es ist das Mittel aus den entsprechenden Tagen dieser Periode genommen. Die punktierten Kurven stellen den allgemeinen Verlauf ohne Einzelheiten dar. Aus den Kurven ist ohne weiteres ersichtlich, daß auch die Empfangsintensität eine Periode von 27 Tagen besitzt; es fallen aber die Zeiten schlechteren Empfangs mit einer größeren Anzahl von Sonnenflecken zusammen.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Frequenz-Vervielfachung.

D.R.P. 453 286, Klasse 21a⁴, Gruppe 6 (Telefunken), pat. vom 3. August 1924, ausgegeben am 7. Dezember 1927.

Zur Erzeugung kurzer Wellen ist es zweckmäßig, die Temperatur des Frequenztransformators so niedrig wie möglich zu halten. Da der Siedepunkt des Oeles bei etwa 150° liegt und die Temperatur des Frequenztransformators sehr schnell bis zur Siedetemperatur der Kühlflüssigkeit ansteigt, so ist die Verwendung von Oel als Kühlmittel unzweckmäßig. Erfindungsgemäß soll ein Kühlmittel verwendet werden, dessen Siedepunkt niedrig liegt, wie z. B. Wasser, Benzin. Alkohol u. dgl.

D.R.P. 453 285, Klasse 21a⁴, Gruppe 6 (Lorenz & Schmidt), pat. vom 16. Mai 1926, ausgegeben am 1. Dezember 1927.

Bei Frequenz-Vervielfachung mittels wechselstrommagnetisierter Transformatoren tritt häufig der Fall auf, daß die Maschinenspannung zu gering ist, um den hohen

Anfangs-Selbstinduktionswert zu überwinden. Man hat bereits versucht, diesen Uebelstand und die Gefahr des Durchschlagens durch momentanes Einschalten von Gleichstrom, Aenderung der Hochfrequenz u. dgl. zu beseitigen. Erfindungsgemäß sollen mehrere in Serie geschaltete Transformatoren T_1, T_2, T_3 (Fig. 1) verwendet werden, die

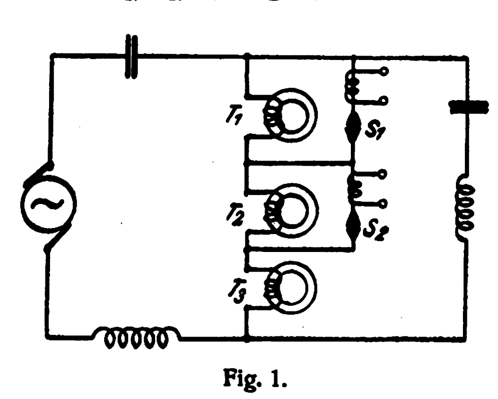


Fig. 1.

nacheinander z. B. mittels elektro-magnetischer Schützen S_1, S_2 usw. eingeschaltet werden. Hierdurch wird sowohl die Anfangs-Selbstinduktion als auch die auftretende Spannung auf einen entsprechenden Teil des Gesamtwertes heruntergedrückt.

Befestigung von Piezokristallen.

Brit. Pat. 279 595 (Hinderlich, 14. September 1926), veröffentlicht am 21. Dezember 1927.

Der Piezokristall P (Fig. 2) ruht auf einer Metallelektrode a, die mit der Unterlage U verbunden ist. Die zweite

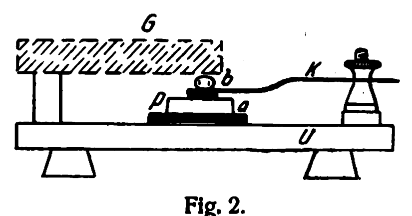


Fig. 2.

Metallelektrode b ist an einem Streifen K befestigt. Auf dieser Elektrode ruht ein Gewicht G, durch das der geeignete Druck auf dem Piezokristall hergestellt werden kann.

Piezo-gesteuerter Röhrensender.

Brit. Pat. 279 845 (Radiofrequenz und Eberhardt, Berlin, 26. Oktober 1926), veröffentlicht am 21. Dezember 1927.

Bei dem in Fig. 3 dargestellten piezogesteuerten Röhrensender soll der Piezokristall P zwischen dem Gitter und

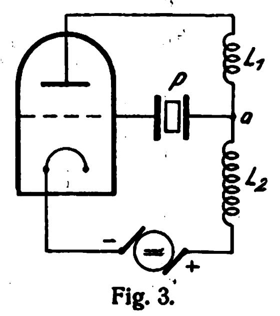


Fig. 3.

einem Punkt a der Anodenselbstinduktion eingeschaltet sein. Die Schwingungen von der Eigenfrequenz des Piezokristalls werden erregt, wenn der obere Teil der Selbstinduktion L_1 angenähert in Resonanz ist. Parallel zu diesem Teil der Spule kann ein Kondensator geschaltet werden. Der andere Teil der Spule L_2 soll möglichst groß im Vergleich zur Spule L_1 sein.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 277 712 (Telefunken).

In Fig. 4 ist ein fremdgesteuerter Röhrensender für kurze Wellen dargestellt, bei dem der Anodenkreis der Hauptröhre L, C, C_1 auf eine höhere Harmonische der

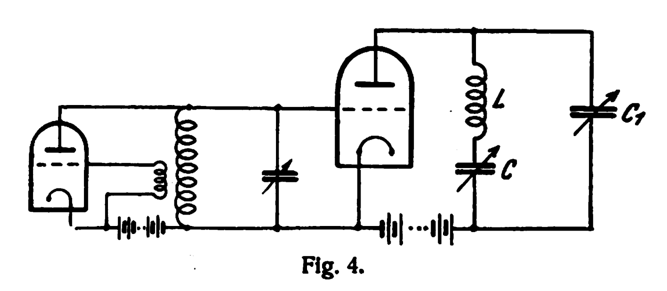


Fig. 4.

Steuerfrequenz abgestimmt ist. Die Kapazität des Schwingungskreises ist ferner in zwei Teile C und C_1 geteilt, so daß zwischen Anode und Kathode ein Kreis L, C_1 liegt, der die störende Grundfrequenz unterdrückt.

Erzeugung kurzer Wellen.

D.R.P. 453 288, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Esau), pat. vom 30. Oktober 1926, ausgegeben am 1. Dezember 1927.

Zur Erzeugung sehr kurzer Wellen kann die Pendelbewegung der Elektronen ohne Verwendung besonderer schwingungsbestimmender Kreise ausgenutzt werden. Bei dieser Art der Schwingungserzeugung hängt die Frequenz u. a. von der Höhe der Hilfsspannungen (Anoden- und Gitterspannung) ab. Erfindungsgemäß sollen als Hilfsspannungen periodisch veränderliche Spannungen verwendet werden. Dadurch kann neben einer Nutzeffekterhöhung noch eine Verkürzung der Wellenlängen erzielt werden. Es zeigt sich ferner, daß die Frequenz von den Schwankungen der speisenden Betriebsstromquelle vollkommen unabhängig wird.

Die Erzeugung kurzer Wellen mittels Schwingungen der freien Elektronen.

Brit. Pat. 279 824 (Esau, 29. Oktober 1926), veröffentlicht am 21. Dezember 1927.

Zur Erzielung kurzer Wellen durch Schwingungen mittels freier Elektronen ohne Verwendung besonderer

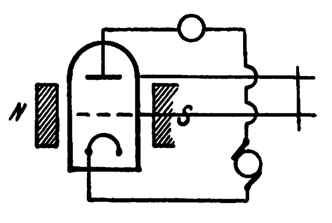


Fig. 5.

Schwingungskreise soll bei der in Fig. 5 dargestellten Anordnung die Röhre in ein magnetisches Feld NS gebracht werden, welches senkrecht zur Richtung des Elektronenstromes verläuft.

Kurzwellen-Funkensender.

D.R.P. 453 289, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Esau), pat. vom 30. Oktober 1926, ausgegeben am 2. Dezember 1927, gleich Brit. Pat. 279 821.



Um unter Verwendung einer Funkenstrecke Wellen von praktisch möglichst ungedämpfter Art herzustellen, insbesondere zur Erzeugung ganz kurzer Wellen und zur Erzielung einer einwandfreien Modulation bei diesen kürzesten Wellen sollen zur Speisung einer Funkenstrecke *F* (Fig. 6) ungedämpfte Ströme hoher Frequenz verwendet werden. Die im angestoßenen Kreis *C·L* des Funkensenders

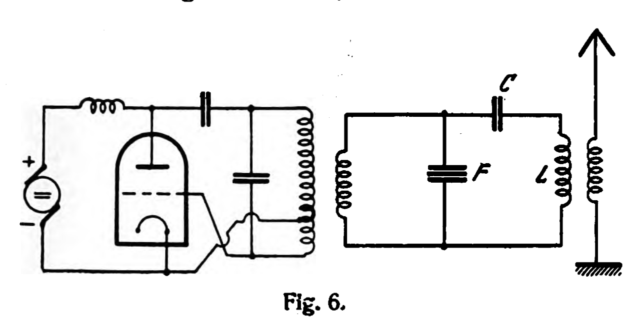


Fig. 6.

auftretenden, aufeinander folgenden Wellenzüge sind unter diesen Umständen einander genau gleich und folgen im Verhältnis zur Dämpfung so schnell aufeinander, daß praktisch das Bild einer ungedämpften Schwingung entsteht. Eine einwandfreie Modulation ist bei dieser Anordnung dadurch möglich, daß die zur Speisung der Funkenstrecken dienende Hochfrequenz moduliert wird, während die unmittelbare Modulation der kurzen Wellen auf größte Schwierigkeit stoßen würde.

Fadingbeseitigung.

Brit. Pat. 279 820/279 822 (Esau, 29. Oktober 1926), veröffentlicht am 21. Dezember 1927.

Zur Beseitigung des Fadingeffektes infolge der Interferenz zwischen Oberflächen- und Raumwellen sollen mehrere nicht gerichtete Antennen in derselben Ebene derart angeordnet werden, daß ihr Abstand entweder eine oder mehrere Wellenlängen beträgt (Brit. Pat. 279 820), oder daß der Abstand kleiner ist als eine halbe Wellenlänge (Brit. Pat. 279 822).

Differential-Modulation.

D.R.P. 453 128, Klasse $21a_2$, Gruppe 2 (Siemens & Halscke), pat. vom 19. September 1924, ausgegeben am 1. Dezember 1927.

Eine kräftige Beeinflussung von Hochfrequenzströmen soll durch die in Fig. 7 dargestellte Anordnung erzielt wer-

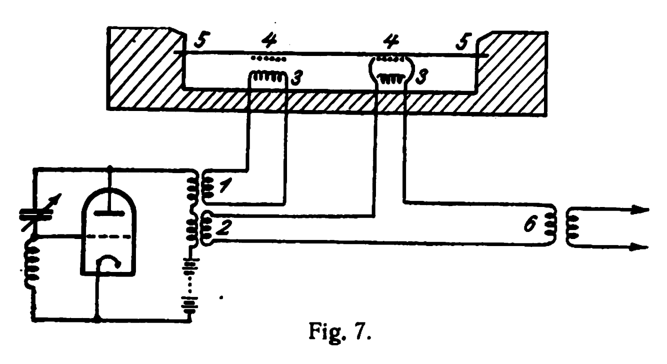


Fig. 7.

den. Der Hochfrequenzgenerator ist mit zwei Spulen 1 und 2 gekoppelt. Die Spule 1 steht mit einer Spule 3 in Verbindung, die feststeht. Die Spule 2 ist verbunden mit einer Spule 4, die an der Membran 5 befestigt ist. Die Spulen 3 und 4 sind miteinander gekoppelt und so eingestellt, daß die durch die Spule 4 in Spule 3 induzierte Wechselspannung unmittelbar die vom Generator auf die Spule 2 übertragene Wechselspannung aufhebt, so daß durch die Spule 6 an den Nutzkreis in der Ruhelage der Membran keine Hochfrequenz übertragen wird. Durch Bewegungen der Membran wird das Gleichgewicht gestört und entsprechend Hochfrequenz an den Nutzkreis abgegeben.

Modulation mittels Drosseln.

D.R.P. 453 621, Klasse $21a^4$, Gruppe 14 (Lorenz & Funks), Pat. vom 18. Juni 1926, ausgegeben am 15. Dezember 1927, gleich Brit. Pat. 194 362, gleich amerik. Pat. 1 535 037.

Wird bei Modulationseinrichtungen mittels Drosseln die Aenderung der Magnetisierung durch den Anodenstrom einer beeinflußten Röhre herbeigeführt, so entsteht durch den Ruhestrom der Röhre eine bestimmte Magnetisierung, die im allgemeinen nicht der günstigen Ruhemagnetisierung entspricht. Erfindungsgemäß soll die Ruhemagnetisierung

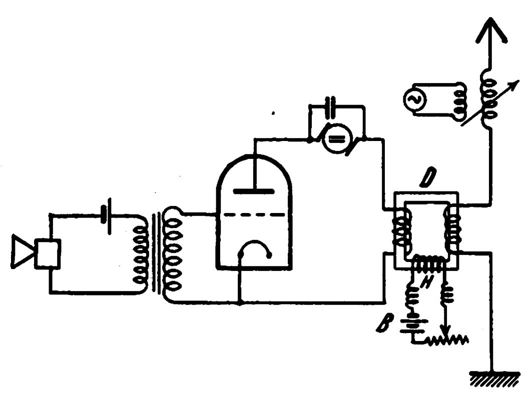


Fig. 8.

durch besondere Hilfsmittel auf den günstigsten Wert eingestellt werden. Dies kann z. B. mit der in Fig. 8 dargestellten Anordnung geschehen, bei der die Drossel *D* mit einer Hilfswicklung *H* versehen ist, die von einer besonderen Gleichstromquelle *B* regelbar gespeist wird. Dieser Hilfsstrom wird so eingestellt, daß die resultierende Magnetisierung aus Hilfsstrom und Röhrenstrom den gesuchten günstigen Wert erhält. In einzelnen Fällen kann auch der Anodenstrom allein zur günstigen Magnetisierung verwendet werden, indem die Gittervorspannung der Röhre auf einen geeigneten Wert eingestellt wird.

Modulationsschaltung.

Brit. Pat. 279 535 (Mc. Ateer Beathy, 1. Juli 1926), veröffentlicht am 21. Dezember 1927.

Bei der in Fig. 9 dargestellten Modulationsschaltung, bei der eine Modulationsröhre *M* parallel zur Senderöhre

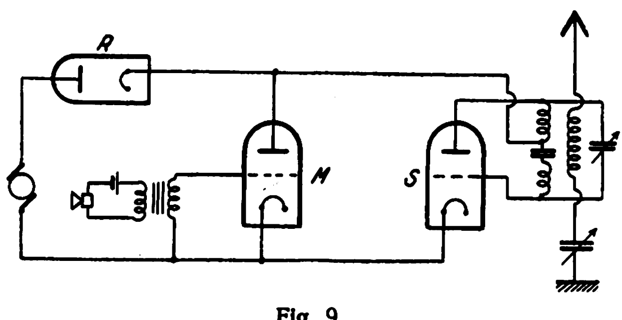


Fig. 9.

S liegt, soll zur Konstanthaltung des gemeinsamen Anodenstromes im Anodenkreis beider Röhren eine Zwei-Elektrodenröhre *R* eingeschaltet werden.

Kontrolle von Telephoniesendern.

D.R.P. 453 290, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Telefunken), Pat. vom 6. Mai 1926, ausgegeben am 2. Dezember 1927.

Um einerseits eine genügende Aussteuerung, andererseits eine Uebersteuerung beim Sender feststellen zu können, ist eine Kontrolle der ausgesandten Schwingungen erforderlich. Erfindungsgemäß soll diese dadurch erfolgen,

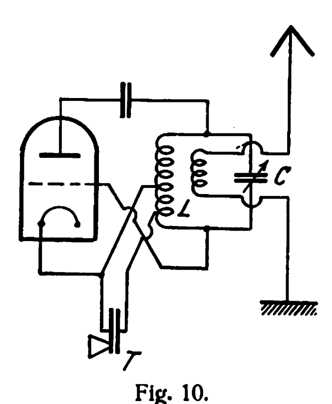


Fig. 10.

daß ein Kondensator-Telephon, *T* (Fig. 10), das für hohe Spannungen geeignet ist, direkt an den Röhrensenderkreis *C L* angeschlossen ist. Ein besonderer Gleichrichterkreis ist in diesem Falle zum Abhören nicht erforderlich.

Richtempfang kurzer Wellen.

Brit. Pat. 279 794 (Esau, 29. Oktober 1926), veröffentlicht am 21. Dezember 1927.

Für den Richtempfang bzw. zum Anpeilen kurzer Wellen soll, um den Einfluß einer veränderlichen Polarisation zu verhindern, ein Antennensystem verwendet wer-

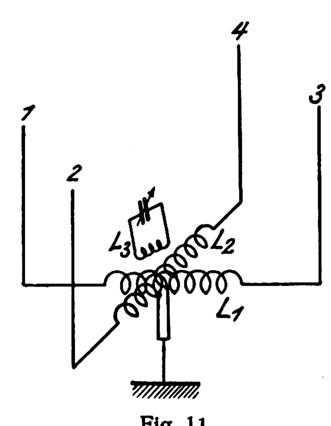


Fig. 11.

den, wie es in Fig. 11 dargestellt ist. Dieses besteht aus vier Vertikaldrähten, 1, 2, 3, 4, die paarweise durch Spulen L_1 und L_2 verbunden sind. Die Mitten der Spulen sind geerdet. Mit diesen Spulen ist eine Goniometerspule L_3 gekoppelt.

Rahmen-Antenne.

D.R.P. 453 291, Klasse 21a[4], Gruppe 47 (Geles, Bukarest), Pat. vom 19. September 1926, Unions-Prirorität vom 19. Oktober 1925, ausgegeben am 2. Dezember 1927, gleich Brit. Pat. 260 005.

Die in Fig. 12 dargestellte neue Rahmenantenne besteht aus einem vertikal leitenden Metallrohr *M*, in dessen Innern ein leitender, vollständig von den Wänden des Rohres *M* isolierter Draht *D* angeordnet ist. Die Erregung dieser Antenne erfolgt über eine Spule, die mit dem Metallrohr *M* und dem Draht *D* verbunden ist. Die Enden der Röhre und des Drahtes *a* und *b* können miteinander unmittelbar oder über einen Kondensator verbunden sein.

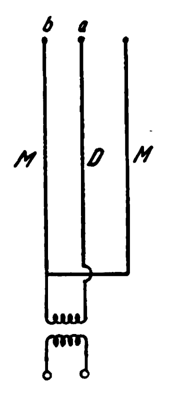


Fig. 12.

Das Metallrohr *M* kann durch eine Anzahl von Drähten, die auf einer Zylinderfläche angeordnet sind, ersetzt werden.

Rahmenantenne.

D.R.P. 453 292, Klasse 21a[4], Gruppe 47 (Lavandeyra, Frankreich), Pat. vom 6. Oktober 1926, ausgegeben am 2. Dezember 1927, Brit. Pat. 279 935.

Um eine Rahmenantenne für verschiedene Wellenbereiche verwenden zu können und die schädliche Absorptionswirkung der abgeschalteten Windungsteile zu vermeiden, sollen erfindungsgemäß mehrere Einzelrahmen verwendet werden, die verschiedene Wicklungen besitzen und in verschiedenen Ebenen angeordnet sind. Diese Einzelrahmen sind um eine gemeinsame Achse drehbar, so daß jeweils derjenige Rahmen in die wagerechte Ebene geführt werden kann, der die für den Empfang geeignete Wicklung besitzt, während die übrigen Rahmen mit den abgeschalteten Wicklungen in einer horizontalen Lage orientiert sind.

Ortsbestimmung.

D.R.P. 441 187, Klasse 21a[4], Gruppe 48 (Rizzia, Brüssel), Pat. vom 12. Mai 1925, ausgegeben am 5. 12. 1927, gleich Franz. Pat.

Um die Lage und den Kurs von Schiffen zu bestimmen, verfährt man bekanntlich so, daß man in *n* verschiedenen Richtungen *m* verschiedene Zeichen oder ein Zeichen mit *m* verschiedenen Wellenlängen sendet. Erfindungsgemäß soll die Sendung in die *m* verschiedenen Richtungen mit der gleichen Wellenlänge, jedoch mit verschiedenen rhythmischen Modulationen erfolgen, so daß die Richtung nach der Modulationsfrequenz ermittelt werden kann. Durch Verwendung geeigneter, mit schwingenden Gliedern versehener Selektoren kann eine selbsttätige sichtbare Anzeige der Richtung erzielt werden. Der Empfänger wird zweckmäßig so eingerichtet, daß er *n* Empfängerfelder verschiedenen Richtungen entsprechend besitzt und jedes Empfangsfeld mit *m* schwingenden Gliedern versehen ist, die auf die verschiedenen Modulationsfrequenzen ansprechen. Tritt eines dieser schwingenden Glieder in einem bestimmten Empfängerfeld in Tätigkeit, so wird dadurch einmal die Richtung des Senders und zweitens durch die Modulationsfrequenz die Orientierung des Sendungsschiffes angezeigt.

Richtungsbestimmung elektrischer Wellen.

D.R.P. 453 293, Klasse 21a[4], Gruppe 48 (Watson Watt), Pat. vom 29. November 1925, Unions-Prirorität vom 3. Dezember 1924, ausgegeben am 3. Dezember 1927 = Brit. Pat. 252 293 = Franz. Pat. 607 249.



Zur unmittelbaren Anzeige der Richtung elektrischer Wellen wird die in Fig. 13 dargestellte Anordnung vorgeschlagen. Es sind zwei rechtwinklig zueinander angeordnete Richtantennen R_1 und R_2 vorgesehen, die mit entsprechend angeordneten Ablenkplatten 1, 2, 3, 4 eines Anzeigenkathodenstrahl-Oszillographen verbunden sind. Wird das Kathodenstrahlbündel auf einen geeigneten Schirm geworfen, so wird eine sichtbare Linie entstehen,

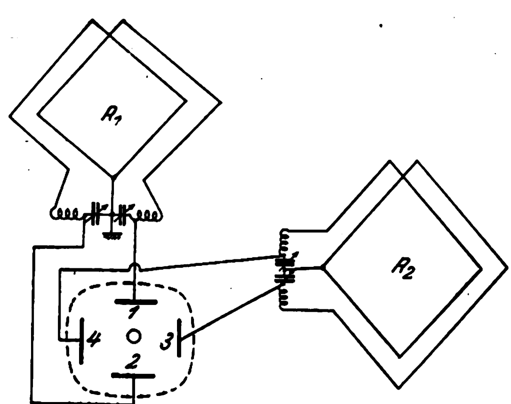


Fig. 13.

die unmittelbar die Ablesung der Richtung der empfangenen elektrischen Wellen ermöglicht. Zwischen Empfangsantenne und Oszillograph können geeignete Verstärkungseinrichtungen eingeschaltet sein.

Antennen-Anordnung für Duplex-Telegraphie.

Brit. Pat. 279 823 (Esau, 29. Oktober 1926), veröffentlicht am 21. Dezember 1927.

Um die Störungen der mit einer bestimmten Polarisation ausgestrahlten Wellen auf den Empfänger zu verhindern, soll eine horizontale Rahmenantenne R (Fig. 14)

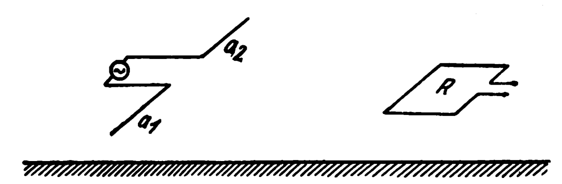


Fig. 14.

so angeordnet sein, daß ihre Polarisationsebene senkrecht zu der Polarisationsebene der Dipolantenne a_1, a_2 des Senders liegt. Durch synchrone Aenderung der Polarisation an der Sender- und an der Empfangsantenne kann eine Geheimhaltung erzielt werden.

Störbefreiung.

Brit. Pat. 278 479 (Robinson, 13. August 1926), veröffentlicht am 30. November 1927.

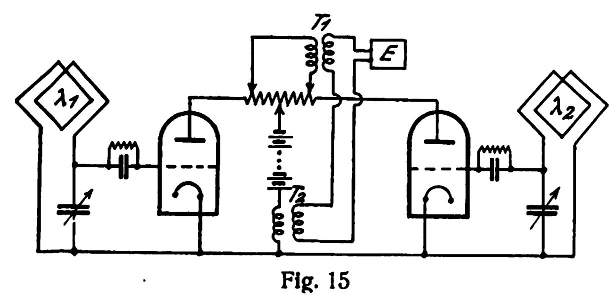


Fig. 15

Zur störungsfreien Nachrichtenübermittlung soll mit zwei verschiedenen Frequenzen λ_1, λ_2 oder zwei verschiedenen Modulationsfrequenzen das gleiche Zeichen übertragen werden. In der in Fig. 15 dargestellten Empfangsschaltung werden beide Wellen getrennt gleichgerichtet und dann in zweifacher Weise überlagert, so daß im Transformator T_1 sich beide Zeichen aufheben, in T_2 dagegen nicht. Beide Transformatoren sind nun mit einem gemeinsamen Empfängerkreis E derart gekoppelt, daß die Störwellen sich kompensieren, da sie sich weder in T_1 noch in T_2 völlig aufheben. Die Empfangswellen, die nur durch den einen Transformator übertragen werden, können sich dann nicht aufheben.

Röhre mit geringer Eigenkapazität.

Brit. Pat. 280 164 (Philipps, Holland, 5. November 1926), veröffentlicht am 30. Dezember 1927.

Zur Verringerung der inneren Röhrenkapazität ist bei der in Fig. 16 dargestellten Röhre die Anodenzuführung Z

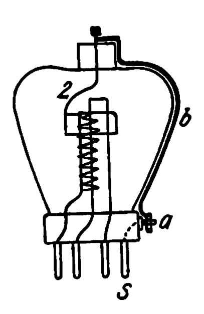


Fig. 16.

besonders nach außen geführt und dann außerhalb der Röhre durch eine besondere Leitung b mit einer Anschlußklemme a bzw. dem Sockelstift S verbunden.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*441187	$21a^4/48$	5. 12. 27	Ortsbestimmung
452352	$21a^4/57$	2. 12. 27	Anrufvorrichtung
453035	21a/27	26. 11. 27	Spannungsteiler mit temperaturabhängigem Widerstand
*453128	$21a^2/2$	1. 12. 27	Differentialmodulation
453167	$21a^2/38$	30. 11. 27	Ueberwachung der Lautstärke bei Schallaufnahmen
453246	$21a^2/11$	1. 12. 27	Herstellung von Lautsprechermembranen
*453285	$21a^4/6$	1. 12. 27	Frequenzvervielfachung
*453286	$21a^4/6$	7. 12. 27	Frequenzvervielfachung
453287	$21a^4/8$	2. 12. 27	Piezoelektrische Frequenzkontrolle
*453288	$21a^4/9$	1. 12. 27	Kurzwellen-Röhrensender
453289	$21a^4/9$	2. 12. 27	Kurzwellen-Funkensender
*453290	$21a^4/15$	2. 12. 27	Kontrolle von Telephoniesendern
*453291	$21a^4/47$	2. 12. 27	Rahmenantenne
*453292	$21a^4/47$	2. 12. 27	Rahmenantenne
*453293	$21a^4/48$	3. 12. 27	Direkt anzeigendes Peilgerät
453411	$21a^3/57$	10. 12. 27	Hochfrequenztel. über Leitungen
453518	$21a^2/5$	15. 12. 27	Mikrophonschaltung
453519	$21a^4/72$	15. 12. 27	Antennenerdungsschalter
*453621	$21a^4/14$	15. 12. 27	Drossel-Modulation
453717	21h/18	15. 12. 27	Schaltung für Hochfrequenzöfen
453851	21e/27	20. 12. 27	Verteilungstafel
453853	21g/12	23. 12. 27	Gleichrichterröhre
453945	$21a^4/3$	28. 12. 27	Funkenstrecke
453993	$21a^4/59$	28. 12. 27	Erhöhung der Hochfrequenzaufnahme auf Leitungen
453994	$21a^4/66$	28. 12. 27	Schiffsantenne
453996	21g/1	23. 12. 27	Wickelung von Widerstandsstreifen für Heizwiderstände

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlich referiert.

Bücher.

Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

Wireless Principles and Practice. Von L. S. Palmer, M. S., Ph. D., F. Inst. P., A. M. I. E. E. 504 S. mit 307 Abb., 8°. Verlag von Longmans, Green & Co., London 1928. Geb. Gzl. 18 sh.

Der Niederfrequenzverstärker. Seine Theorie und seine praktische Anwendung zur Sprach- und Musikverstärkung. Von A. Forstmann und H. Reppisch. 366 S. mit 211 Abb., 8°. Verlag von Richard Carl Schmidt & Co., Berlin 1928. Geb. Gzl. 16 Mk.

Vereinfachung und Verbesserung des Radioempfanges (Rundfunkautomatik). (Bibliothek des Radio-Amateurs, Band 32, Hrgg. von Dr. Eugen Nesper.) Von Erich Schwandt. 116 S. mit 115 Abb., 8°. Verlag von Julius Springer, Berlin 1928. Geh. 4,20 Mk.

Kathodenoszillograph. (Heft 1 der Forschungshefte der Studiengesellschaft für Höchstspannungsanlagen. Hrgg. von Professor A. Matthias.) 77 S. mit 106 Abb., 4°. Verlag der Vereinigung der Elektrizitätswerke e. V., Berlin 1927. Geh. 12 Mk.

Besprechungen.

The Theory and Practice of Radio Frequency Measurements. A Handbook for the Laboratory and a textbook for advanced Students. Von E. B. Moullin, M. A., A. M. I. E. E. XI und 278 S. mit 134 Abb., 8°. Charles Griffin & Co. London 1926. Geb. Gzl. 25 sh.

Der Stoff, der im Buch behandelt ist, geht am besten aus den Kapitel-Ueberschriften hervor:

1. Röhrengenerator, 2. Messung der Spannung und des Stroms, 3. der Frequenz, 4. des Widerstandes, 5. der Kapazität, 6. der Induktivität, 7. der Antennenkonstanten, 8. des Strahlungsfelds, 9. verschiedene Messungen und Bemerkungen, z. B. Messung der Harmonischen eines Röhrengenerators.

Der Verfasser legt augenscheinlich besonderen Wert darauf, die physikalischen und mathematischen Grundlagen der verschiedenen Meßmethoden zu entwickeln. Das geschieht stets sehr sorgfältig, manchmal aber etwas weitschweifig. Ich glaube, das Buch würde nicht an Wert verloren haben, wenn ein ziemlicher Teil der Zwischenrechnungen unterdrückt und manche Erklärungen etwas kürzer gefaßt wären. Wertvoll ist, daß fast überall Zahlenbeispiele gegeben sind, die die Anwendung der Formeln illustrieren.

Die Literatur nicht nur über die Meßmethoden, sondern auch über die Meßreihen, die damit ausgeführt sind, ist in ausgedehntem Maße aufgeführt, so daß jeder, der sich näher unterrichten will, sofort erfährt, wo er nachzuschlagen hat.

Man kann über die Auswahl, die der Verfasser bezüglich der zu beschreibenden Meßmethoden getroffen hat, in mancher Beziehung verschiedener Meinung sein. Das ist immer bis zu einem gewissen Grade Geschmacksache. Eines wird man aber sagen dürfen, daß jeder, der sich mit Hochfrequenzmessungen zu beschäftigen hat, in dem Buch alles findet, was er unter normalen Umständen braucht.

J. Zenneck.

Netzanschlußgeräte. Eine Anleitung für den Bau und Gebrauch von Geräten zur Entnahme der Heiz- und Anodenspannung aus Gleich- und Wechselstromnetzen. (Franckh's „Radio für Alle“ - Bücher.) Von Dr. E. Nesper. 1. Auflage. 96 S. mit 61 Abb., 8°. Franckh'sche Verlagshandlung. Stuttgart 1927, geh. 3,20 Mk., geb. 5,60 Mk.

Nach einer allgemeinen Einleitung wird ein Vergleich zwischen den bisherigen Stromquellen und den Netzanschluß-Zusatzgeräten nach praktischen und wirtschaftlichen Gesichtspunkten gezogen, der nicht erschöpfend und in einzelnen Punkten nicht zutreffend ist, zumal das Problem der Pausenladung etc. überhaupt keine Erwähnung findet. Sehr ausführlich werden dann die Einzelteile erläutert. Nach kurzer Erläuterung der prinzipiellen Schaltungen werden einige im Handel befindlichen Geräte sehr eingehend besprochen. Mit 1½ Seiten ist das Kapitel Störungen recht dürftig behandelt. Angaben über die Art des Anschlusses der Empfänger, Erdungen, Schaffung neutraler Gitteranschlußpunkte und anderes fehlen. Ein offenbar für den Bastler bestimmtes Buch sollte wenigstens eingehende Bauanleitungen enthalten. Mit 4 Seiten dürfte auch dieser Abschnitt recht vernachlässigt sein. An Stelle der vielen und häufig überflüssigen Abbildungen von Heizwiderständen, Potentiometern und von im Handel befindlichen Netz-Zusatzgeräten hätten Kapitel über Störungen und Bauanleitungen ausführlicher behandelt werden können. Das Buch wird dem Anfänger eine erste Einführung geben können, dem vorgeschrittenen Bastler oder dem Fachmann wird es wenig bieten.

Lübben.

Netzanschlußgeräte. Eine Anleitung für den Bau und Gebrauch von Geräten zur Entnahme der Heiz- und Anodenspannung aus Gleich- und Wechselstromnetzen. (Franckh's „Radio für Alle“ - Bücher.) Von Dr. E. Nesper. 2. vermehrte und verbesserte Auflage. 123 S. mit 76 Abb, 8°. Franckh'sche Verlagshandlung, Stuttgart 1927. Brosch. 4,80 Mk.

Das Buch ist gegenüber der ersten Auflage unwesentlich erweitert. Die Darstellung und der Aufbau ist im übrigen unverändert geblieben. Die Mängel und Fehler sind die gleichen wie in der ersten Auflage.

Lübben.

Lichtnetzempfänger. (Netzanschlußempfänger.) (Monographien der Funkindustrie, Bd. II.) Von Dr. E. Nesper. 148 S. mit 84 Abb., 8°. Union Deutsche Verlagsgesellschaft, Berlin 1927. Brosch. 3,50 Mk.; geb. Hbl. 4,80 Mk.

Nach einer verhältnismäßig kurzen Einleitung allgemeiner Art werden in ca. 50 Seiten sehr eingehend Einzelteile erläutert. Dieser Teil dürfte selbst für den Bastler viel Unnützes enthalten, wie z. B. Abbildungen von Spulen, Widerständen, Drehkondensatoren, Heizwiderständen, Schaltern u. dgl. Der wesentliche Teil umfaßt etwa 20 Seiten und behandelt vorwiegend die Spannungsunterteilung. Wichtige Kapitel, wie z. B. Kompensationsschaltungen, neutrale Gitterkopplungen u. dgl. fehlen. Die Abschnitte Störungen und Bauanleitung hätten ausführlicher behandelt werden müssen, zumal das Buch wohl nur für den Bastler bestimmt ist. Dem Fachmann dürfte es zu wenig bieten.

Lübben.



Band 31 März 1928 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

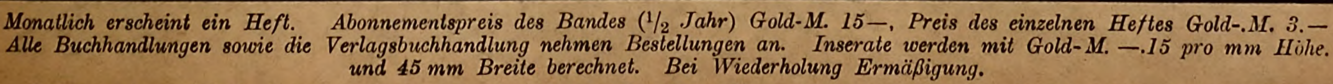
herausgegeben von

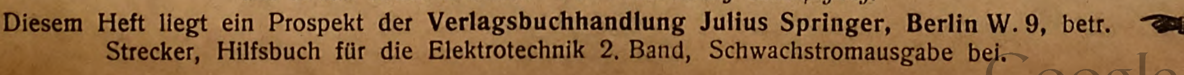
Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. **Mauz**



1 9 2 8


Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe. und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 31 März 1928 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite
Max Dieckmann: Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Antennen und des Empfangswertes einer Anlage unter Mitbenutzung des Biot-Savartschen Feldes in unmittelbarer Antennennähe. (Mit 12 Figuren im Text) . . . 65
Hans Mögel: Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre. (Mit 21 Figuren im Text und 4 Tafeln) . . . 72
A. J. Jakowleff: Analyse einer Elektrischen Schaltung für das Kondensatormikrophon. . . . 85
Heinrich Kafka: Zur Niederfrequenzverstärkung mit Drosselspulenkopplung. (Mit 4 Figuren im Text). . . . 87
Referate
H. Schuchmann (W. Espe): Die Anwendung der Quecksilberdampfröhre als Schaltorgan. (Mit 4 Figuren im Text). . . . 91
W. Statz (W. Espe): Die technische Herstellung von Oxydkathoden . . . 91
A. W. Austin (J. Zenneck): Atmosphärische Störungen und Sonnentätigkeit. (Mit einer Figur im Text). . . . 92
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 14 Figuren im Text) . . . 92

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Greifswald, Physikalisches Institut, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Antennen und des Empfangswertes einer Anlage unter Mitbenutzung des Biot-Savartschen Feldes in unmittelbarer Antennennähe.

Von Max Dieckmann, Gräfelfing.

Die zur Zeit üblichen experimentellen Verfahren zur Ermittlung der effektiven Höhe einer Antenne beruhen darauf, daß in bekanntem Abstand r_{12} km[1]) von dem auszuwertenden Sender eine absolute Messung des Wertes des von ihm erzeugten elektrischen Feldes $\mathfrak{E}_{12}$ ausgeführt wird und über die Beziehung

$$\mathfrak{E}_{12} = \frac{120\,\pi\,J_1\,h_1}{\lambda\,r_{12}} \cdot \frac{10^{-3}\,\text{Volt}}{m} \quad (1)$$

auf die effektive Antennenhöhe h_1 in m geschlossen wird. J_1 der Antennenstrom in Ampère und λ die Betriebswelle in m sind ja bekannt.

Die Bestimmung von $\mathfrak{E}_{12}$ ist besonders durch das Anderssche Verfahren[2]) nach Möglichkeit verbessert und erleichtert worden.

Der Umstand, daß die Ermittlung von h_1 hierbei in demselben Maß unsicher sein muß, als die Abnahme der Feldwerte im praktischen Fall nicht streng wie $\frac{1}{r_{12}}$ erfolgt, gibt mir Veranlassung, zur Ergänzung ein Verfahren mitzuteilen, welches sich nicht auf das Gesetz der Energieausbreitung über große Entfernungen stützt und das auch zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Empfangsantennen in Frage kommt.

Das Verfahren beruht darauf, daß man in allernächster Umgebung der auszuwertenden Antenne die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}_{12}$ eines von einem fernen Sender herrührenden primären Strahlungsfeldes mit der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}_{23}$ vergleicht, welche der von $\mathfrak{H}_{12}$ in der Antenne verursachte Empfangsstrom J_2 sekundär erzeugt.

1. Um den Vergleich der Primärfeldstärke $\mathfrak{H}_{12}$ mit der vom Empfangsstrom J_2 herrührenden Sekundärfeldstärke $\mathfrak{H}_{23}$ vornehmen zu können, muß untersucht werden, in welcher Weise $\mathfrak{H}_{23}$ von J_2 und dem Abstand des Beobachtungsortes d_{23} von der Antenne abhängt.

Während in großem Abstand von der Antenne, also im Gebiete reiner Strahlung, die Stärke des magnetischen Feldes bekanntlich etwa wie $\frac{1}{d}$ abnimmt, überwiegt im Nahbereich unter dem unmittelbaren Einfluß des Antennenstromes das Biot-Savartsche Gesetz.

Es sei allgemein in Fig. 1 $\overline{AB}$ ein geradliniges Teilstück eines vom Strome J durchflossenen Stromkreises. Der Aufpunkt, für welchen die vom Teilstück $\overline{AB}$ erzeugte ma-

[1]) Hier und im folgenden bezieht sich der Index
. . 1 auf den Ort des Primärsenders
. . 2 auf den Ort des Resonators oder Sekundärsenders
. . 3 auf einen weiteren Beobachtungsort.

[2]) G. Anders, Quantitative Empfangsmessungen in der Funktelegraphie; Elektr. Nachrichtentechnik. Bd. 2, S. 401—425, 1925; Ref. ds. Jahrbuch 28, S. 91, 1926.

gnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ ermittelt werden soll, sei C. Der Fußpunkt des von C auf $\overline{AB}$ gefällten Lotes von der Länge d werde mit D bezeichnet. Die von C nach A und B gezogenen Geraden bilden mit d die Winkel φ und ψ.

Dann gilt[3]), wenn J in Ampère und d in m gemessen werden,

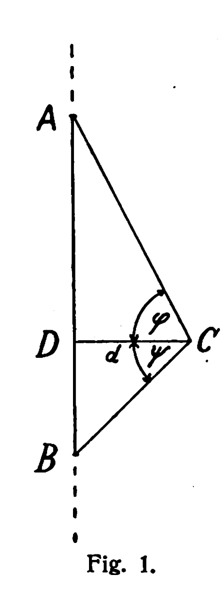


Fig. 1.

$$\mathfrak{H} = \frac{J}{d} (\sin\varphi + \sin\psi) \cdot 10^{-3} \text{ Gauß.} \tag{2}$$

Für den Fall, daß die Strecken $\overline{DA}$ und $\overline{DB}$ im Verhältnis

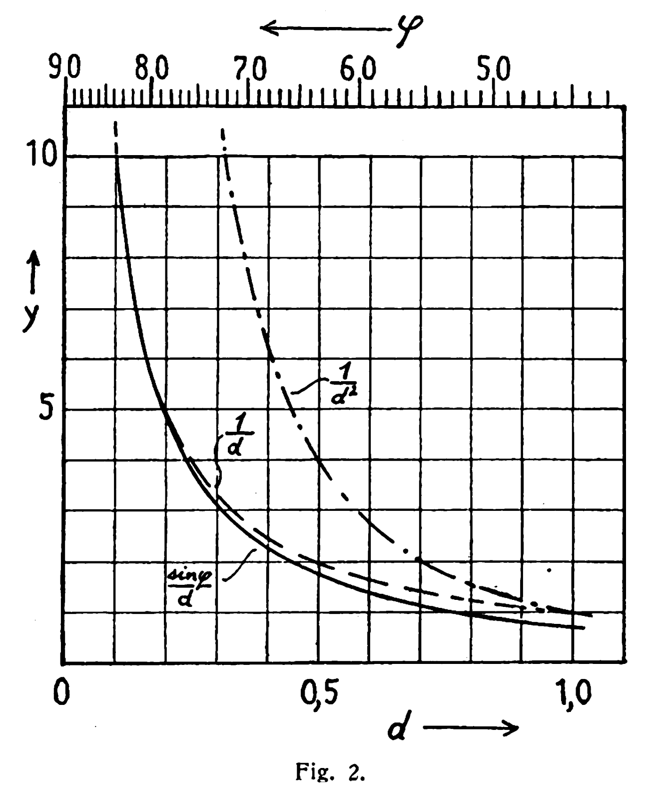


Fig. 2.

zur Strecke d sehr groß werden, erreichen φ und ψ je den Grenzwert von 90° und es wird

$$\mathfrak{H} = 2\frac{J}{d} \cdot 10^{-3} \text{ Gauß.} \tag{3}$$

[3]) Vgl. z. B. H. Ebert, Lehrbuch der Physik. Leipzig-Berlin 1920 I, 1. S. 433.

Dies ist die bekannte Form des Gesetzes von Biot und Savart.

Für den Fall $\overline{DB}$ und damit ψ verschwindend klein werden, vereinfacht sich (2) in

$$\mathfrak{H} = \frac{J}{d} \cdot 10^{-3} \sin\varphi \text{ Gauß} \tag{4}$$

oder

$$\mathfrak{H} = y J \cdot 10^{-3} \text{ Gauß,}$$

worin

$$y = \frac{\sin\varphi}{d}. \tag{5}$$

In den Fig. 2 und 3 ist für kleine und größere Abstände d in verschiedenem Maßstab die Funktion $y = \frac{\sin\varphi}{d}$ eingetragen, wobei der Leiterteil die Länge 1 d hat. Als Abszissen können entweder die zu den verschiedenen Ab-

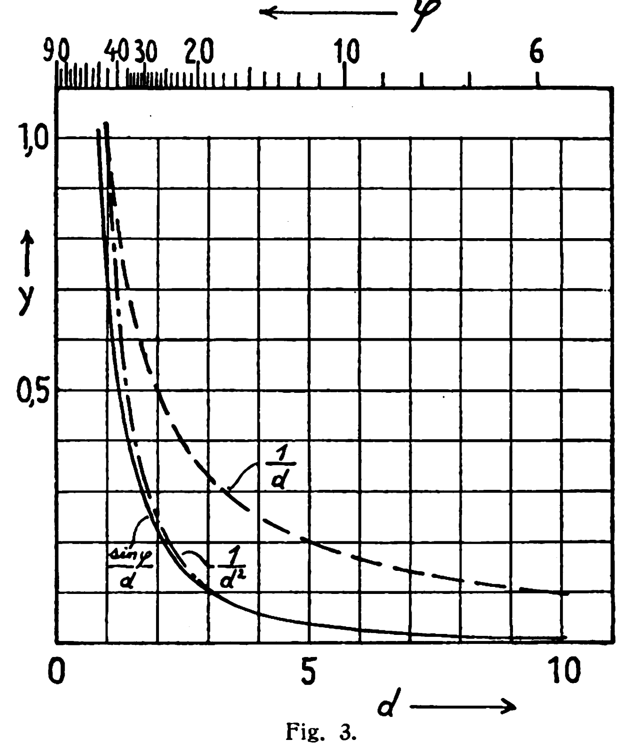


Fig. 3.

ständen gehörigen Winkel φ am oberen Rand der Figuren oder die zu den Winkeln ψ gehörigen Werte für d am unteren Rand abgelesen werden. Die Kurve für die Werte von $\frac{\sin\varphi}{d}$ ist ausgezogen gezeichnet. Außerdem ist noch der Verlauf der Kurven für die Werte von $\frac{1}{d}$ gestrichelt und von $\frac{1}{d^2}$ strichpunktiert zum Vergleiche eingetragen.

Es zeigt sich, daß die Kurve für $\frac{\sin\varphi}{d}$ zwischen den Kurven für $\frac{1}{d}$ und $\frac{1}{d^2}$ vermittelt in der Art, daß für sehr kleine Werte von d die Kurve $\frac{\sin\varphi}{d}$ identisch mit der Kurve für $\frac{1}{d}$ wird, für größere Werte von d geht sie identisch in die Kurve für $\frac{1}{d^2}$ über.

Stellen wir uns unter $\overline{AD}$ eine bei D geerdete Antenne vor und unter J den Effektivwert des Antennenstromes J_2, so bleiben qualitativ die Betrachtungen für die Abnahme des Magnetfeldes $\mathfrak{H}_{23}$ in Geltung, gleichgültig, ob es sich um eine primär oder sekundär schwingende Antenne handelt.

Für das Nächstgebiet ($\sin\varphi \cong 1$) wird für die Aequatorialebene einer geerdeten Antenne das Biot-Savartsche Gesetz näherungsweise gelten als

$$\mathfrak{H}'_{23} = \frac{J_2}{d_{23}} \cdot 10^{-3}\,\text{Gauß} \qquad (6)$$

Immerhin müssen Bedenken bestehen, inwieweit Formel (6) anwendbar ist, da eine Reihe von Voraussetzungen praktisch nicht erfüllt sind. Die effektive Stromstärke in der Antenne nimmt vom Fußpunkt nach oben ab; der Erdungsstrom kann im Boden in der Nähe des Fußpunktes störende Werte haben, der Beobachtungsort liegt praktisch oberhalb der Aequatorialebene, u. s. f.

Es ist deshalb wertvoll, daß in jedem Einzelfall ohne weiteres die Möglichkeit besteht, den tatsächlichen Feldverlauf experimentell festzustellen und gegebenenfalls eine Korrektionsgröße zu ermitteln. Ergibt sich beim Versuch im Abstand d_{23} der magnetische Feldwert zu $\mathfrak{H}_{23}$, während er nach Formel (6) aus J_2 und d_{23} berechnet $\mathfrak{H}'_{23}$ betragen würde, so ist

$$K = \frac{\mathfrak{H}'_{23}}{\mathfrak{H}_{23}} \qquad (7)$$

die den vorliegenden Verhältnissen entsprechende Korrektionsgröße.

2. Zur experimentellen Ermittlung der Verhältnisse läßt man am einfachsten (Fig. 4) die betreffende Antenne mittels eines Röhrengenerators in der gewünschten Wellenlänge

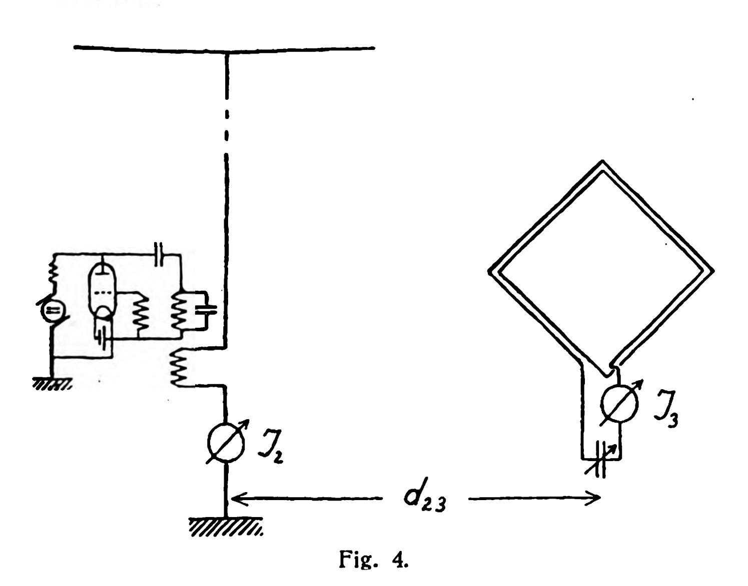


Fig. 4.

primär schwingen und mißt die Antennenstromstärke im Antennenfußpunkt. Mit einem Empfangsrahmen bekannter Rahmenfläche A_3 und Windungszahl W_3, der mit einem Abstimmkondensator und empfindlichem Strommesser den Meßkreis bildet, wird der Rahmenstrom J_3 im Abstand d_{23} beobachtet.

Für die Ermittlung des Antennen- und Rahmenstromes können beliebige direkte oder indirekte Verfahren gewählt werden.

Bei einer T-Antenne der Versuchsstation Gräfelfing, deren Auswertung hier als Beispiel wiedergegeben werden soll, wurde der Antennenstrom, da die Erregung mit einem 100-Watt-Rohr (Telefunken RS 117) geschah, unmittelbar mit einem Hitzdrahtampèremeter gemessen und der Rahmenstrom mit einem sogenannten Hitzdrahtwattzeiger von Hartmann & Braun mit einem Meßbereich bis $0{,}5 \times 10^{-1}$ Watt, der als Strommesser umgeeicht worden

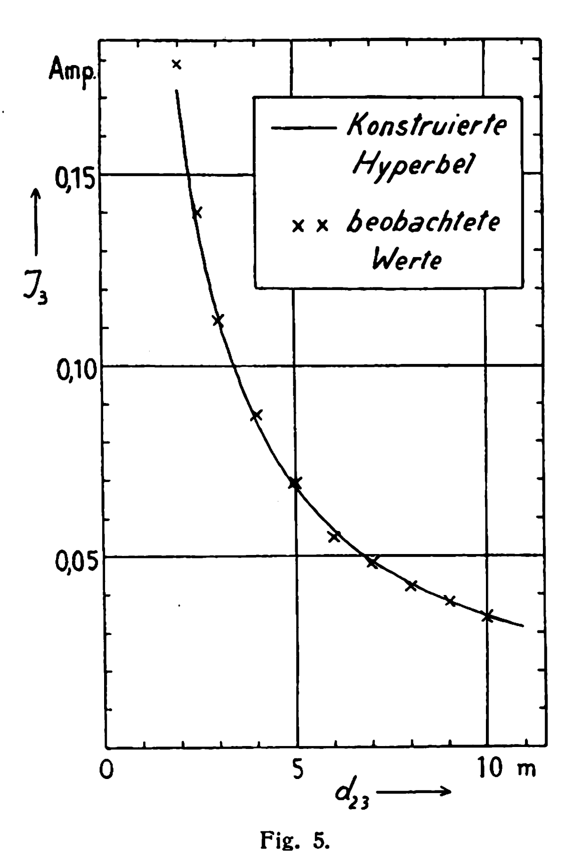


Fig. 5.

war. Durch Regelung der Anodenspannung des Senders konnte bei Messungen in verschiedenem Abstand der für die Ablesung des Rahmeninstrumentes günstigste Betrag des Antennenstromes eingestellt werden.

Die zwei Antennenmaste von je 22,5 m Höhe stehen in 44,5 m Abstand. Die zwischen ihnen verspannte T-Antenne besteht aus zwei in 2 m Entfernung geführten, an Aluminiumrahen endenden, horizontalen Litzen von je 40 m Länge, die ihre Zuführung durch zwei wesentlich vertikale, im unteren Teile zusammenlaufende Mittelzuleitungen von 21,2 m Länge erhalten.

d_{23} in m	J_2 Amp.	J_3 Amp.	J_3 Amp. reduziert auf $J_2 = 0{,}43$ Amp.
10	0,430	0,034	
9	"	0,038	
8	"	0,042	
7	"	0,048	
6	"	0,055	
5	"	0,069	
5	0,230	0,037	0,069
4	"	0,046	0,087
3	"	0,059	0,112
2,5	"	0,074	0,140
2,5	0,134	0,043	0,140
2	"	0,055	0,179

Tabelle I.

Die sonst wissenswerten Größen waren: Wellenlänge $\lambda = 335$ m, Rahmenfläche $A_3 = 3{,}18$ m² bei einem quadratischen Rahmen von 1,78 m Seitenlänge, Windungszahl des Rahmens $W_3 = 4$, Rahmenwiderstand einschließlich demjenigen des Meßinstrumentes $R_3 = 11$ Ohm.

In der Tabelle I ist eine Beobachtungsreihe der Stromwerte im Rahmen in Abhängigkeit vom Abstand von der offenen Antenne wiedergegeben. Die Meßwerte sind in der graphischen Darstellung von Fig. 5 als Kreuze zusammen mit einer konstruierten Hyperbel eingetragen, damit man erkennen kann, in welchem Grade in unmittelbarer Nähe einer Antenne das $\frac{1}{d}$ Gesetz Geltung hat.

Tabelle II enthält die für $\mathfrak{H}'_{23}$ aus Formel (6) und für $\mathfrak{H}_{23}$ aus Formel[4])

$$\mathfrak{H}_{23} = \frac{\lambda J_3 R_3}{188{,}5 \cdot 10^{-3} A_3 W_3} \tag{8}$$

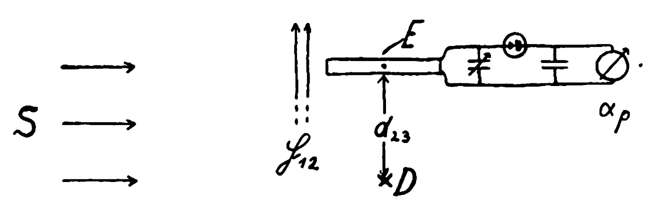
$$J = \frac{2\pi \mathfrak{E} A W}{R \lambda} = \frac{2\pi \cdot 3 \cdot 10^4 \mathfrak{H} A W}{R \lambda}.$$

berechneten Werte; außerdem sind noch die Beträge des Koeffizienten K (7) zugefügt. Es ergibt sich für K ein

d_{23} m	$\mathfrak{H}'_{23} \cdot 10^{-4}$ berech. aus $\mathfrak{H}'_{23} = \frac{J_2}{d_{23}}$	$\mathfrak{H}_{23} \cdot 10^{-4}$ berechnet aus $\mathfrak{H}_{23} = \frac{\lambda R_3 J_3}{188{,}5 \cdot 10^3 A_3 W_3}$	$K = \frac{\mathfrak{H}'_{23}}{\mathfrak{H}_{23}}$
10	0,430	0,522	0,824
9	0,477	0,583	0,817
8	0,540	0,644	0,838
7	0,615	0,736	0,834
6	0,720	0,844	0,853
5	0,860	1,06	0,812
4	1,07	1,34	0,801
3	1,44	1,72	0,838
2,5	1,72	2,15	0,800
2	2,15	2,75	0,782
			Mittelwert 0,82

Tabelle II

Mittelwert von ca. 0,82. Dieser Wert weicht also, wie zu erwarten war, nicht allzusehr von 1 ab.



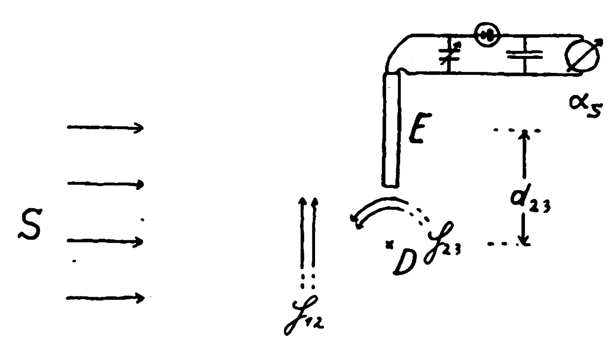
Primärlage des Rahmens.

Fig. 6.

Durch die vorstehend erfolgte Untersuchung des Verlaufes von $\mathfrak{H}_{23}$ in nächster Nähe der Antenne ist die Vorbedingung erfüllt, welche das Feld $\mathfrak{H}_{12}$ eines primären Senders mit dem sekundären Nächstfeld $\mathfrak{H}_{23}$ zu vergleichen ermöglicht.

3. Das Verfahren, zusammengehörige Werte von $\mathfrak{H}_{12}$ und $\mathfrak{H}_{23}$ zu ermitteln, läßt sich an Hand der Skizzen Fig. 6 und Fig. 7 erkennen.

Es bedeutet in Fig. 6 D den Fußpunkt der Antenne, deren effektive Höhe gemessen werden soll. S ist ein in großer Entfernung stehender Sender, der mit der Wellenlänge λm ungedämpft strahlt. Quer zur Stahlrichtung bei E im Abstand d_{23} befindet sich eine durch Kondensator auf λ abgestimmte Rahmenantenne, die jetzt nicht mit einem geeichten Strommesser, sondern lediglich mit einem hinreichend empfindlichen objektiven Empfangsindikator, also



Sekundärlage des Rahmens.

Fig. 7.

beispielsweise mit Detektor und Galvanometer ausgerüstet zu sein braucht.

Der Rahmen hat in Fig. 6 eine derartige Stellung, daß die Rahmenfläche in der von S kommenden Strahlrichtung liegt, während sie von der nicht angeschalteten Antenne D — auch wenn sie angeschaltet wäre und strahlen würde — keine Erregung erhält.

Bei dieser Rahmenstellung, die als Primärlage bezeichnet sei, betrage der Ausschlag des Galvanometers infolge des Fernempfanges von S α_p Skalenteile. Da D und E praktisch gleich weit von S entfernt sind, kann man $\mathfrak{H}_{13} = \mathfrak{H}_{12}$ setzen.

Nun wird der bei E verbleibende Rahmen um ca. 90° in die Sekundärlage (Fig. 7) gedreht, derart, daß er vom Sender aus unmittelbar nicht mehr beeinflußt wird, wohl aber maximal von dem Magnetfeld $\mathfrak{H}_{23}$, welches die jetzt angeschaltete und auf λ abgestimmte Antenne D unter dem Einfluß des von S in ihr erzeugten Empfangsstromes J_2 ausbildet. Der im Rahmengalvanometer auftretende Ausschlag betrage α_s Skalenteile.

Liegt, wie eingangs angenommen wurde, E in geringem Abstand d_{23} von D, so wird im allgemeinen α_s größer ausfallen als α_p.

Um bei der Messung mit einem nicht geeichten Indikator auszukommen, soll α_s gleich α_p gemacht werden. Das kann entweder — verhältnismäßig unbequem — auf die Art erreicht werden, daß man sich mit dem Rahmen in Sekundärlage über E hinaus auf der Verlängerung der Strecke d soweit entfernt, bis α_s ebenso klein geworden ist, als α_p war und dann diesen neuen Abstand in Rechnung setzt. Oder man kann — wie es hier geschehen soll — in die Erdungszuleitung der Antenne D zu dem vorhandenen Antennenwiderstand R_2 so viel zusätzlichen Ohmschen Widerstand R' hinzuschalten, bis der Empfangsstrom J_2 hiermit das Magnetfeld $\mathfrak{H}_{23}$ und hiermit der Galvanometerausschlag α_s auf den Betrag α_p herabgedrückt ist.

4. Die Berechnung der effektiven Antennenhöhe h_2 aus den gewonnenen Daten ergibt sich folgendermaßen.

Es ist gemäß Poynting — in technische Einheiten umgeschrieben —

$$\mathfrak{E}_{12} = 19{,}5 \sqrt{Q_{12}} \frac{\text{Volt}}{m} \tag{9}$$

[4]) Formel (8) folgt aus der bekannten Beziehung



und

$$\mathfrak{H}_{12} = 6{,}5 \cdot 10^{-4} \sqrt{Q_{12}} \text{ Gauß} \tag{10}$$

worin Q_{12} die Strahlungsdichte in $\frac{\text{Watt}}{m^2}$ bezeichnet, welche der Primärsender am Empfangsort erzeugt. Der Strom in der Empfangsantenne ist demgemäß

$$J_2 = \frac{\mathfrak{E}_{12} h_2}{R_2} = \frac{19{,}5 \cdot h_2 \sqrt{Q_{12}}}{R_2} \text{ Ampère,} \tag{11}$$

worin R_2 den gesamten Antennenwiderstand bedeutet. Enthält R_2 im Verlauf der Messung zusätzlichen Ohm'schen Widerstand R', ist also R_2 gleich der Summe aus dem ursprünglichen inneren und äußeren Widerstand R'_2 vermehrt um den Zusatzwiderstand R', so geht (11) über in

$$J_2 = \frac{19{,}5 \, h_2 \sqrt{Q_{12}}}{R'_2 + R'} \text{ Ampère} \tag{12}$$

Dieser Wert für J_2 wird in die aus (6) und (7) folgende Beziehung

$$\mathfrak{H}_{23} = \frac{J_2}{K d_{23}} \cdot 10^{-3} \text{ Gauß} \tag{13}$$

eingesetzt. Man erhält

$$\mathfrak{H}_{23} = \frac{19{,}5 \, h_2 \sqrt{Q_{12}}}{K d_{23} (R'_2 + R')} \cdot 10^{-3} \text{ Gauß} \tag{14}$$

Da bei der Messung $\alpha_s = \alpha_p$ gemacht wurde und $\mathfrak{H}_{12} = \mathfrak{H}_{13} = \mathfrak{H}_{23}$ gilt, kann man die rechten Seiten von (10) und (14) gleichsetzen und man bekommt, wenn man nach h_2 auflöst, die für die Auswertung der Beobachtungen bequeme Endformel

$$h_2 = 0{,}0332 \, (R'_2 + R') \, K \, d_{23} \; m. \tag{15}$$

5. Die gleiche Rahmenantenne, die zur Ermittlung des Verlaufes von $\mathfrak{H}_{23}$ diente, wurde auch bei dem zweiten Teil der Messungen, der Ermittlung von h_2 durch den Vergleich von $\mathfrak{H}_{12}$ mit $\mathfrak{H}_{23}$ benutzt. Nur wurde jetzt der Hitzdrahtstrommesser für die Bestimmung von J_3 fortgelassen und als Indikator ein Detektor mit Edelmannschem

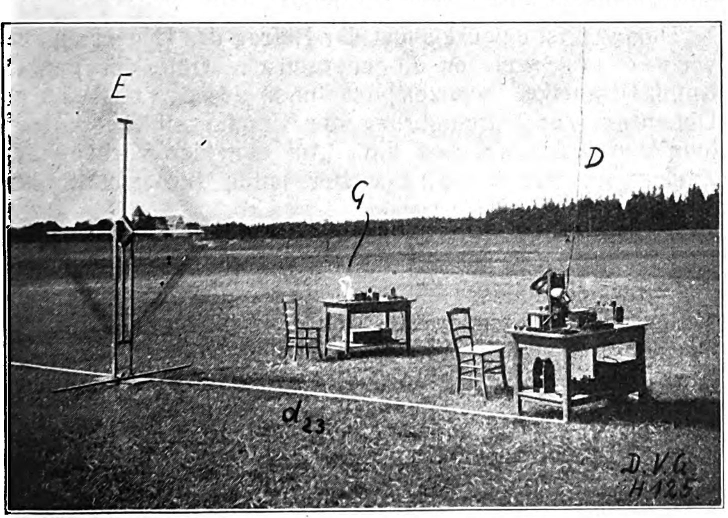


Fig. 8.

Saitengalvanometer entsprechend den Fig. 6 und 7 angeschlossen. Das Lichtbild (Fig. 8) gibt den einfachen Meßaufbau wieder. Bei D erkennt man das untere Ende der Antennenzuführung. An die Antenne konnte ein Detektor-Empfänger von Telefunken in „Kurzwellenschaltung" angeschlossen und die Empfangsanlage auf die Wellenlänge des ca. 12 km entfernten Münchner Rundfunksenders, der mit $\lambda = 535$ m gibt, abgestimmt werden. Im Abstand d_{23}, an geteilten Meßlatten ablesbar, befindet sich bei E — in der Abbildung in Sekundärlage — die Rahmenantenne. Auf dem rechts vom Rahmen sichtbaren Tisch steht das gegen Luftzug durch Watte geschützte Seitengalvanometer G.

Der Abstand d_{23} wurde variiert und es ergaben sich die in Tabelle III eingetragenen Werte für den Zusatzwiderstand R', welchen man dem, nach bekannten Verfahren als 25 Ohm ermittelten Antennenwiderstand zuschalten mußte, um in den einzelnen Abständen die Galvanometerausschläge des Rahmens für Primär- und Sekundärlage gleich zu machen.

$\lambda = 535$ m . $R'_2 = 25$ Ohm $K = 0{,}82$

d_{23} m	R' Ohm	h_2 m
4	110,5	14,75
5	78,8	14,20
6	63,2	14,40
7	49,8	14,25
8	41,0	14,40

Mittelwert 14,4 m

Tabelle III

Mit Hilfe von Formel (15) ergibt sich aus fünf Beobachtungen von R' in Abhängigkeit von d_{23} ein Mittelwert für die effektive Höhe der offenen Antenne zu 14,4 m bei $\lambda = 535$ m.

6. Durch die so erlangte Kenntnis der effektiven Antennenhöhe h_2 ist man in den Stand gesetzt, zunächst folgende weitere die Empfangsanlage betreffende Größen angeben zu können.

Der Strahlungs- oder äußere Widerstand R_{a2} der Antenne berechnet sich als

$$R_{a2} = 1600 \left(\frac{h_2}{\lambda}\right)^2 = 1600 \left(\frac{14{,}4}{535}\right)^2 = 1{,}16 \text{ Ohm} \tag{16}$$

Der innere Widerstand R_{i2} der Antenne ergibt sich als

$$R_{i2} = R_2 - R_{a2} = 25{,}00 - 1{,}16 = 23{,}84 \text{ Ohm} \tag{17}$$

Die Größe der Empfangsfläche F_2[5]), d. h. die Anzahl von Quadratmetern senkrecht zur Strahlrichtung, durch welche bei Abwesenheit einer Empfangsantenne am Beobachtungsort der gleiche Betrag an Strahlungsenergie hindurchgetreten wäre, der bei Anwesenheit der abgestimmten Antenne in diese eintritt, wird gefunden als

$$F_2 = \frac{120 \pi h_2^2}{R_2} = \frac{377 \cdot 14{,}4^2}{25} = 3140 \, m^2 \tag{18}$$

Ein Teilbetrag der durch diese Fläche F_2 eingetretenen Energie verläßt die Antenne wieder unausnützbar als Sekundärstrahlung. Die Größe des Flächenteiles von F_2, durch den dieser Energiebetrag eintretend gedacht werden kann, die äußere Empfangsfläche F_{a2}, hat im vorliegenden Falle einen Wert von

$$F_{a2} = \frac{F_2 R_{a2}}{R_2} = \frac{3140 \cdot 1{,}16}{25} = 145 \, m^2 \tag{19}$$

[5]) Vergl. hierüber und für das folgende: Dieckmann, Strahlungsdichte und Empfangsfläche, Jahrbuch der Drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 31, S. 8, 1928.

Der andere Teil der durch die Fläche F_2 eingetretenen Energie verbleibt als Nutz- oder Verlustenergie im Empfangssystem. Es ist demgemäß der Energiebetrag, der durch die innere Empfangsfläche $F_{i2} = F_2 - F_{a2}$ oder

$$F_{i2} = \frac{F_2 R_{i2}}{R_2} = \frac{3140 \cdot 23{,}84}{25} = 2995\, m^2 \qquad (20)$$

eintretend gedacht werden kann.

Würde unsere Antenne keinerlei inneren Widerstand besitzen (wäre $R_{i2} = 0$), dann würde alle eintretende Energie als Sekundärstrahlung wieder nach außen wandern. In diesem Extremfalle würde durch die maximale Empfangsfläche $F_{\max 2}$ vom Betrage

$$F_{\max 2} = 0{,}238\, \lambda^2 = 0{,}238 \cdot 535^2 = 6{,}82 \cdot 10^4\, m^2 \qquad (21)$$

Energie in die Antenne eingetreten sein. Das wäre fast 22mal so viel als wegen des Widerstandes von 23,84 Ohm durch die Fläche F_2 tatsächlich hineingelangt.

Den größtmöglichen Betrag an ausnutzbarer Energie könnte man bei Gleichheit von innerem und äußerem Widerstand ($R_{i2} = R_{a2}$) erhalten. In diesem für die weiteren Aussagen wichtigeren Sonderfall wäre

$$F_{i\max 2} = \frac{F_{\max 2}}{4} = 0{,}0589\, \lambda^2 = 1{,}71 \cdot 10^4\, m^2. \qquad (22)$$

Das Verhältnis von $F_{i2} : F_{i\max 2}$ bestimmt den Einstrahlungswirkungsgrad η_{e2} einer Anlage. Er

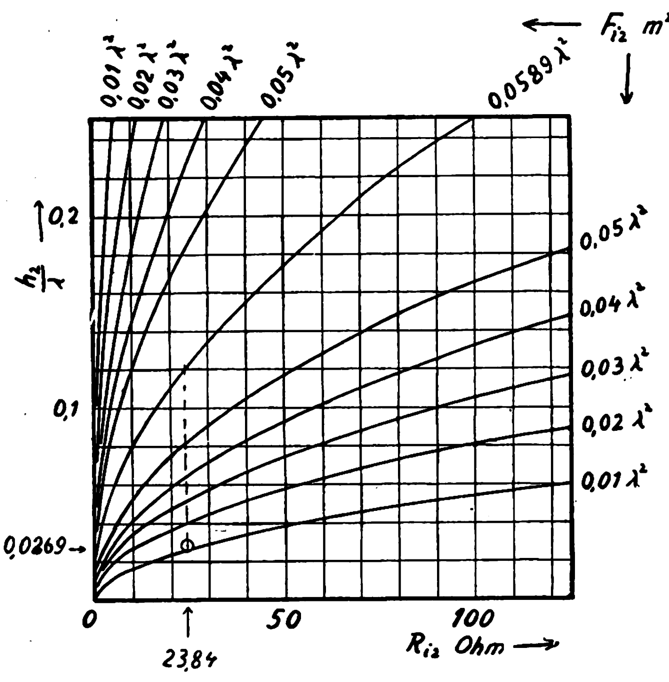


Fig. 9.

wäre bei $R_{i2} = R_{a2}$ hundertprozentig. Bei unserer Anlage ist

$$\eta_{e2} = \frac{F_{i2}}{F_{i\max 2}} = \frac{2995}{17100} = 17{,}5\,\% \qquad (23)$$

Er ergibt sich also nur als etwa ein Sechstel so groß, als er sein müßte, wenn entweder die Antenne um so viel erhöht würde, daß der Strahlungswiderstand auf 23,84 Ohm steigt, oder wenn es gelänge, den gesamten inneren Widerstand auf 1,16 Ohm herabzudrücken.

In Fig. 9 ist in die allgemeine graphische Darstellung der Werte der inneren Empfangsfläche der Befund der Gräfelfinger Antenne bei $R_{i2} = 23{,}84$ Ohm und $\frac{h_2}{\lambda} = 0{,}0269$ eingetragen. Wie man sieht, müßte die Antenne bis zum Verhältnis $\frac{h_2}{\lambda} = 0{,}12$, d. h. bis zu einer wirksamen Höhe von $0{,}12 \times 535 = 64$ m erhöht werden, damit die innere Empfangsfläche den Scheitelwert von $0{,}0589\, \lambda^2$ erreicht.

Eine Zusammenstellung der verschiedenen Empfangsflächengrößen im Verhältnis zu den Ausmaßen der Antenne bzw. zu $\frac{\lambda}{4}$ ist in Fig. 10 wiedergegeben. Die fraglichen

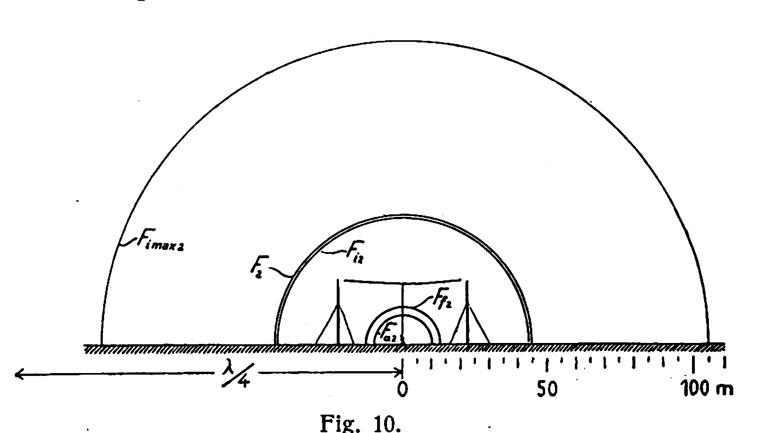


Fig. 10.
Die Empfangsflächen der Gräfelfinger T-Antenne mit angeschlossenem Detektorempfänger bei $\lambda = 535$ m.

Flächenbeträge sind in jedem Falle durch den vollen Halbkreis ohne Abzug der inneren, kleineren Halbkreisflächen dargestellt. Wie schon Rüdenberg in dem s. Zt. behandelten Sonderfall[6]) betont hat, sind die Radien der gezeichneten Halbkreise bedeutend kleiner als die Störungsradien der Antenne. Man könnte die Flächen gerade so gut als Rechtecke oder mit sonstigem Umriß zeichnen; hier kommt es lediglich auf den Flächeninhalt und nicht auf die geometrische Beschreibung eines Energiestromquerschnittes an.

Nicht eingetragen ist in Fig. 10 die Fläche $F_{\max 2}$, deren Radius doppelt so groß wäre als der von $F_{i\max 2}$.

Dagegen ist eingezeichnet der Betrag des Empfangswertes F_{f2} welcher die energetische Güte der ganzen Empfangsanlage kennzeichnet und dessen Flächen-Dimension zur Durchführung der Empfangsflächendarstellung den Anlaß gegeben hat. Auf den hier vorliegenden Zahlenwert von F_{f2} wird weiter unten zurückgekommen werden.

7. Durch die in Abschnitt 5 erlangte Kenntnis von h_2 ist man in den Stand gesetzt, bei Empfang von einem bestimmten Sender mit Hilfe einer Messung der Antennenstromstärke J_2[7]) einen Rückschluß auf die Strahlungsdichte Q_{12} und die in diesem bestimmten Fall vorliegenden Energiebeträge zu machen. Außerdem kann man nach Ermittlung der maximalen Ausgangsenergie $N_{\text{ausg}\,2}$ den Empfangswert der Anlage angeben.

Es betrage die Stromstärke J_2 effektiv gemessen, welche der Münchner Rundfunksender in Stadelheim in der Gräfelfinger T-Antenne hervorruft ca. 7×10^{-3} Ampère. Dieser Wert schwankt naturgemäß mit der Sendeenergie Stadelheims. Stromwerte einer solchen Größenordnung können

[6]) R. Rüdenberg. Der Empfang elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie; Ann. der Physik, 25, S. 466, 1908.

[7]) Dieckmann und Eppen, Substitutionsmethode für den quantitativen Empfang drathlostelegraphischer Signale. Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt 5, 22, 1914 sowie die unter Fußnote [2]) bei Anders aufgeführten Verfahren.

bereits mit den empfindlichen Hartmann und Braunschen Hitzdraht-Watt-Zeigerinstrumenten nachgewiesen und einigermaßen geschätzt werden, namentlich, wenn man den Hitzdraht durch Gleichstrom — mit Hochfrequenzdrosseln in den Zuleitungen — bis in die Nähe des Maximalausschlages des Instrumentes vorheizt. In diesem Fall beträgt der Ausschlag reichlich die Hälfte eines Skalenteiles die hier ca. 2 Millimeter breit sind. Der Ohmsche Widerstand der Instrumente beträgt ca. 10 Ohm. Aus der Beziehung $J_2 = \frac{\mathfrak{E}_{12} h_2}{R'_2 + R'}$ ergibt sich für $\mathfrak{E}_{12}$:

$$\mathfrak{E}_{12} = \frac{(R'_2 + R')}{h_2} J_2 = \frac{(25+10)\,7 \cdot 10^{-3}}{14{,}4} = 17 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Volt}}{m} \quad (24)$$

und daraus für die Strahlungsdichte Q_{12} am Empfangsort:

$$Q_{12} = 2{,}65 \cdot 10^{-3} \mathfrak{E}_{12}^2 = 2{,}65 \cdot 10^{-3} \cdot (17 \cdot 10^{-3})^2 = 0{,}765 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Watt}}{m^2}. \quad (25)$$

Es treten also in Gräfelfing, wenn der Stadelheimer Sender strahlt, knapp ein millionstel Watt durch einen Quadratmeter senkrecht zur Strahlrichtung hindurch.

Bei einem Abstand $r_{12} = 12$ km Gräfelfings von Stadelheim beträgt demgemäß — unter Vernachlässigung eines Absorptionskoeffizienten — die Sendedichte S_1 des Rundfunksenders in westlicher Richtung auf Gräfelfing zu

$$S_1 \cong Q_{12} r_{12}^2$$
$$\cong 0{,}765 \cdot 10^{-6} \cdot 12^2 \cong 1{,}11 \cdot 10^{-4} \text{ Watt} \quad (26)$$

Durch Multiplikation der einzelnen Empfangsflächenwerte mit dem Wert der Strahlungsdichte erhält man die Energiebeträge.

Von einer einzelnen abgestimmten Antenne könnte in [illegible] dem Stadelheimer Strahlungsfeld maximal ent-[illegible] werden

$$N_{i\,max\,2} = F_{i\,max\,2} \cdot Q_{12}$$
$$= 1{,}71 \cdot 10^4 \cdot 0{,}765 \cdot 10^{-6} = 13{,}1 \cdot 10^{-3} \text{ Watt} \quad (27)$$

In die T-Antenne der Gräfelfinger Versuchsstation strahlt ein

$$N_2 = F_2 Q_{12}$$
$$= 3140 \cdot 0{,}765 \cdot 10^{-6} = 2{,}40 \cdot 10^{-3} \text{ Watt} \quad (28)$$

Hiervon verliert die Antenne wieder durch Ausstrahlung

$$N_{a2} = F_{a2} Q_{12}$$
$$= 145 \cdot 0{,}765 \cdot 10^{-6} = 0{,}11 \cdot 10^{-3} \text{ Watt} \quad (29)$$

und es bleiben in der Empfangsanlage

$$N_{i2} = F_{i2} Q_{12}$$
$$= 2995 \cdot 0{,}765 \cdot 10^{-6} = 2{,}29 \cdot 10^{-3} \text{ Watt} \quad (30)$$

Darüber, wieviel von dieser im System verbleibenden Energie als Ausgangsenergie $N_{ausg\,2}$ verfügbar ist, kann nur eine besondere Messung Aufschluß geben.

Im vorliegenden Fall war im Telefunken-Primär-Empfänger an die Antennenspule ein aperiodischer Kreis optimal angekoppelt, der einen Detektor und parallel zu einem Blockkondensator ein mit Nebenschlüssen versehenes Nadir-Galvanometer als Strommesser enthielt. In der Galvanometerzuleitung befand sich außerdem ein regelbarer Serienwiderstand R. In Fig. 11 sind in Kurve I die abgelesenen Galvanometerstromwerte J_g in Abhängigkeit von R eingetragen. Der Galvanometerwiderstand kann gegen R vernachlässigt werden. Kurve II wird aus den Wattbeträgen $N_{ausg\,2} = J_g^2 R$ gebildet, die sich aus den Widerständen und den zugehörigen Strömen errechnen. Es zeigt sich, daß offenbar der Detektorwiderstand ca. 3000 Ohm während der Messung betragen hat, denn bei einem äußeren Widerstand R von ca. 3000 Ohm erreichte die verfügbare Ausgangsleistung $N_{ausg\,2}$ mit $1{,}89 \times 10^{-4}$ Watt ihr Maximum.

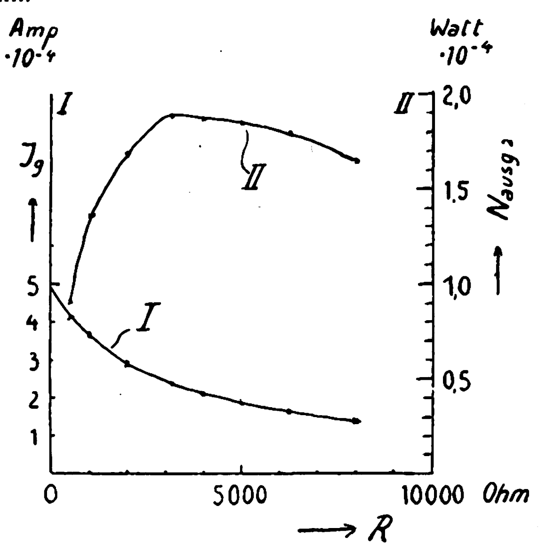


Fig. 11.

Dieser Meßwert gibt die Möglichkeit zur Bestimmung des Empfangswertes F_{f2} der Anlage bei Detektorempfang. F_{f2}, das Verhältnis zwischen Ausgangsenergie und Strahlungsdichte, ergibt sich als

$$F_{f2} = \frac{N_{ausg\,2}}{Q_{12}} = \frac{1{,}89 \cdot 10^{-4}}{0{,}765 \cdot 10^{-6}} = 247\, m^2 \quad (31)$$

Diese Flächengröße hat der in Fig. 10 mit F_{f2} gezeichnete Halbkreis erhalten. Durch die „fiktive Empfangsfläche“ von 247 m² tritt gerade so viel Energie hindurch, als man als Ausgangsenergie der Empfangsanlage entziehen kann.

Der Wirkungsgrad η_2 einer derartigen Detektorempfangsanlage ist recht klein. Es ist im vorliegenden Fall der Gesamtwirkungsgrad

$$\eta_2 = \frac{F_{f2}}{F_{i\,max\,2}} = \frac{247}{1{,}71 \cdot 10^4} = 1{,}45\,\% \quad (32)$$

Der Einstrahlungswirkungsgrad η_{e2} ist unter (23) bereits als 17,5% angegeben worden. Der gesamte innere Wirkungsgrad von Antenne und Empfangskreisen η_{i2}, sowie dem Detektor η_{d2} ist

$$\eta_{i2} \cdot \eta_{d2} = \frac{F_{f2}}{F_{i2}} = \frac{247}{2995} = 8{,}3\,\% \quad (33)$$

In Fig. 12 ist die Energiebilanz für den betrachteten Fall graphisch dargestellt. Man erkennt, ein wie geringer Bruchteil von der eingestrahlten Energie N_2 (die selbst nur wieder 17,5% des theoretisch erreichbaren ist) wirklich als Ausgangsenergie zur Verfügung steht.

Zum Vergleich sei mitgeteilt, welchen Empfangswert die Anlage bekommt, wenn an Stelle des Detektorempfängers ein Dreiröhrengerät ohne Rückkopplung angeschaltet wird. Bei 2000 Ohm äußerem Widerstand beträgt der Ausgangs-

strom ca. 10 Milliampère. Es ist also $N'_{\text{ausg}\,2} = 0{,}2$ Watt und der Empfangswert wird

$$\underset{\text{(3 Röhrenanlage)}}{F'_{f2}} = \frac{N'_{\text{ausg}\,2}}{Q_{12}} = \frac{0{,}2}{0{,}765 \cdot 10^{-6}} = 26{,}2 \cdot 10^4\, m^2 \qquad (34)$$

Bildet man das Verhältnis der beiden Empfangswerte

$$\frac{F'_{f2\ \text{(3 Röhrenanlage)}}}{F_{f2\ \text{(Detektoranlage)}}} = \frac{26{,}2 \cdot 10^4}{247} = 1060, \qquad (35)$$

so sieht man, daß der Empfangswert der Dreiröhrenempfangsanlage um ca. 1000mal größer ist als derjenige der Detektorempfangsanlage.

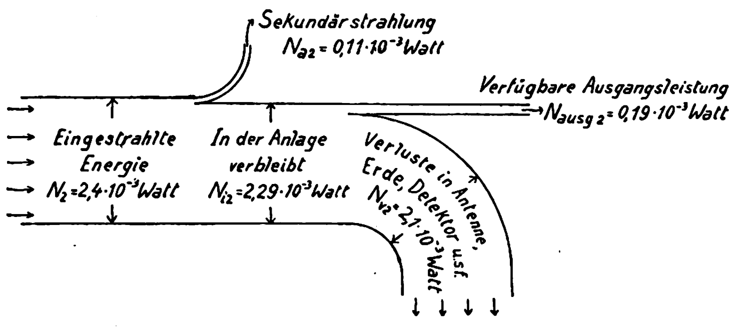


Fig. 12.

Bei der Durchführung der Messungen und der Eichung der Meßgeräte hat mich neben den Herren Dipl.-Ing. Dirmair, Seiler und Loos vor allem Herr Dipl.-Ing. Berndorfer unterstützt. Ich darf ihnen, ebenso wie Herrn Oberregierungsrat Prof. Baumgarten für mehrfache Auskünfte und zur Verfügungstellung des Münchener Senders auch an dieser Stelle bestens danken.

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren zur Ermittlung der effektiven Antennenhöhe, insonderheit von Empfangsantennen, beschrieben, welches auf dem Vergleich der vom fernen Sender am Empfangsort erzeugten magnetischen Feldstärke mit dem vom Empfangsstrom verursachten Biot-Savartschen Nahfeld beruht.

Eine Voruntersuchung ergibt, daß in unmittelbarer Antennennähe das Biot-Savartsche Feld mit der ersten Potenz des Abstandes abnimmt und daß man zu der unter vereinfachten Annahmen abgeleiteten theoretischen Beziehung einen von den besonderen Eigenschaften der untersuchten Antenne abhängigen Korrektionsfaktor experimentell ermitteln kann. (Abschnitt 1 und 2.)

Der Vergleich des vom Sender stammenden Primärfeldes mit dem von der Antenne ausgehenden Sekundärfeld geschieht durch zwei Messungen mittels eines Rahmenempfängers, welcher einmal so orientiert wird, daß er nur vom fernen Sender, das andere Mal nur von der zu untersuchenden Antenne erregt wird, wobei durch Antennenzusatzwiderstand auf gleich starkes Ansprechen des Rahmens abgeglichen wird. (Abschnitt 3 und 4.)

Aus den Beobachtungsergebnissen einer untersuchten Antenne wird die effektive Höhe ermittelt (Abschnitt 5), deren Kenntnis dazu dient, die Werte der Empfangsflächen festzustellen. (Abschnitt 6.)

Unter Hinzufügung einer Empfangsstrommessung lassen sich die energetischen Verhältnisse und die Wirkungsgrade übersehen. Als Schluß ergibt sich, daß die untersuchte Anlage mit Detektorempfänger bei $\lambda = 535$ m einen Empfangswert von ca. 250 m² besitzt, während er mit angeschaltetem Dreiröhrengerät ca. 25 Hektar groß ist.

(Eingegangen am 26. Dezember 1927.)

Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre.

Von **Hans Mögel**, Geltow/Potsdam.

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule Dresden (Ende 1926).

(Schluß.)*)

B. Erregung von zwei rückgekoppelten Schwingungen.

a) $f_2 \gg f_1$

a) 1. Schematische Grenzfälle.

Es seien zunächst zwei Schwingungen betrachtet, deren Frequenzen sehr weit auseinander liegen, z. B. Hoch- und Tonfrequenz. Dieser Fall ist besonders wichtig, weil die Vorgänge in der Röhre hervortreten und die äußere gegenseitige Beeinflussung der beiden Schwingungen verschwindend klein ist. Als Ausgangspunkt diene die normale Transformatorschaltung mit zwei in Serie geschalteten Schwingkreisen und zwei entsprechenden Rückkopplungsspulen (Fig. 20). Die niederfrequente Rückkopplungsspule L_{g1} ist durch einen Kondensator $C_ä$ von einigen Tausend Zentimetern Kapazität für die Hochfrequenz überbrückt. Die äußeren Widerstände der einen Frequenz im Gitter- und Anodenkreis sind dann für die jeweilig andere Schwingung praktisch gleich Null. Jede Schwingung kann also bei entsprechender Rückkopplung für sich bestehen, ohne daß der andere Kreis einen dämpfenden Einfluß ausübt. Es ist nun zu untersuchen, unter welchen Bedingungen sich beide Frequenzen gleichzeitig erregen können.

Zunächst kann man infolge des großen Frequenzunterschiedes die Vorgänge für f_2 so betrachten, als ob die Gleichspannungen E_a und E_g langsam im Sinne der Niederfrequenz geändert würden; dann wäre für f_2 statt der Gleichspannungen eine Anodenspannung $E_a' = E_a + \mathfrak{e}_{a1}$ und eine Gitterspannung $E'_g = E_g + \mathfrak{e}_{g1}$ (Fig. 20) wirksam, wobei $\mathfrak{e}_{a1}$ die Spannung über Kreis 1 und $\mathfrak{e}_{g1}$ die in L_{g1} induzierte Spannung bedeuten.

Ferner kann für die niederfrequente Schwingung f_1 als Anodenstrom i_{a1} der Mittelwert des hochfrequenten Anodenstromes angesehen werden. Falls der hochfrequente Anodenstrom den Sättigungs- oder Nullwert erreicht, wird i_{a1} nur durch den eintretenden Gleichrichtereffekt geändert.

*) I. Teil ds. Jahrbuch 31, S. 33, 1928.

Da es viele Möglichkeiten in den Beziehungen zwischen den beiden Frequenzen gibt, seien einige Beispiele angeführt, die sich hauptsächlich durch verschiedene Strom- und Spannungsaussteuerung jeder einzelnen Frequenz unterscheiden. Zur Klarstellung der allgemeinen Verhältnisse ist es zweckmäßig, einige schematische Grenzfälle auszuwählen. Versuche und aufgenommene Oszillogramme haben meist eine recht gute Uebereinstimmung mit den Berechnungen ergeben, obwohl bei den berechneten Grenzfällen der Einfachheit halber einige Vernachlässigungen eingeführt werden; jedoch lassen sich die Abweichungen praktisch leicht überblicken.

Die Sättigungsspannung E_s sei zunächst als sehr klein gegen die Betriebanodenspannung E_a angenommen. Der Durchgriff der verwendeten Röhre sei ebenfalls klein, so daß die Gitterspannung praktisch gleich der Steuerspannung ist. Die Dämpfung der Kreise 1 und 2 sei gering, d. h. die Selbsterregung kann als phasenrein angesehen werden, solange nicht der überspannte Zustand eintritt. Der Einfluß des Gitterstromes sei insofern vernachlässigt, als die Steuercharakteristik gleich der Emissionskennlinie gesetzt werde; ihre Steilheit nehme nach Null und Sättigung allmählich ab, d. h. die Schwingungen folgen von der Mitte aus. Zur Einführung der Spannungsbegrenzung sei der Gitterstrom berücksichtigt.

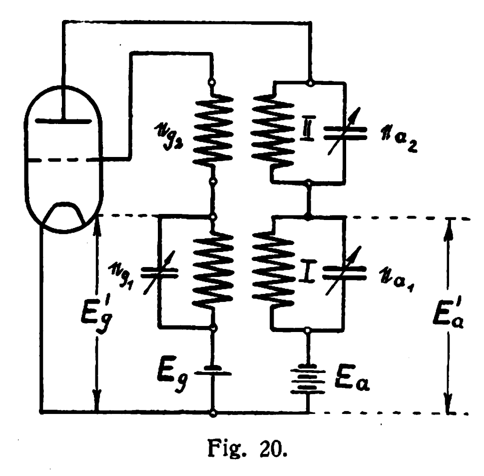


Fig. 20.

Da sich die hohe Frequenz bei gleicher Dämpfung (=log Dekrement) schneller aufschaukelt als die tiefe, so nehmen wir zunächst an, daß die tiefe Frequenz zuerst vorhanden sei und die Hochfrequenz dazu gegeben wird, nachdem die erste Schwingung ihren stationären Zustand erreicht hat. Die in den folgenden Figuren eingetragenen Steuerspannungen für f_1 und f_2 entsprechen den Werten einer Schwingung ohne die jeweilig andere (Index „o"). Die für die Niederfrequenz maßgebenden hochfrequenten Mittelwerte sind in den Figuren stark ausgezogen, während die Hochfrequenzamplituden durch vertikale Striche angedeutet sind. Die Fragen der Leistung und des Wirkungsgrades seien zunächst noch nicht berührt, sondern am Schluß in dem Kapitel über Modulation einer Hochfrequenz erörtert.

Fall 1 (Fig. 21): Der Arbeitspunkt ist durch geeignete Wahl der Gittervorspannung auf die Mitte der Kennlinie gelegt. Der Anodenstrom wird zur Hälfte ausgesteuert, d. h. $I_{a1} = I_{s/4}$ bzw. $\mathfrak{E}_{st1} = E_{s/4}$. Ebenso ist der wirksame Wechselwiderstand so bemessen, daß die Anodenspannung zur Hälfte ausgesteuert wird ($\mathfrak{E}_{a1} = E_{a/2}, \mathfrak{R}_{a1} = \mathfrak{R}_{gr}$). Werden nun die hochfrequente Rückkopplung und der Anodenwiderstand $\mathfrak{R}_{a2}$ in gleicher Weise wie für f_1 eingestellt, so daß jede Schwingung für sich dieselbe Strom- und Spannungsaussteuerung ergibt, so wird sich f_2 entsprechend seiner Rückkopplung erregen, wobei die Aufschaukel- und Abklingzeit infolge des angenommenen hohen Frequenzunterschiedes praktisch keine Rolle spielt. Die Niederfrequenz wird unter diesen Voraussetzungen in ihrer Strom- und Spannungsamplitude von f_2 nicht gestört, da f_2 nirgends die Strom- oder Spannungsgrenze erreicht. Dagegen bestimmt f_1 die Amplitude von f_2, da der Arbeitspunkt von f_2 wie oben erwähnt, durch die Gitterspannung $E_g' = E_g + \mathfrak{e}_{g1}$ gegeben ist und in einer f_1-Periode einmal die halbe Charakteristik durchläuft.

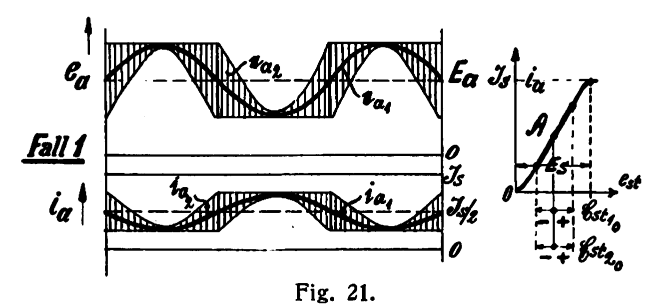


Fig. 21.

Infolgedessen sind die mittlere Steilheit und die Stromamplitude (für f_2) in der Mitte am größten und nehmen nach Null und Sättigung allmählich ab, wie die Skizze Fig. 21 zeigt. Die Anodenwechselspannung $\mathfrak{e}_{a2}$ nimmt einen entsprechenden Verlauf und erreicht jeweilig bei $e_{a1} = E_a$ ihre maximale Amplitude.

Fall 2 (Fig. 22): Für die Niederfrequenz gilt dieselbe Strom- und Spannungsaussteuerung wie für Fall 1; hingegen ist jetzt die hochfrequente Steuerspannung gleich der Grenzgitterspannung, also doppelt so groß wie bei Fall 1, jedoch $\mathfrak{R}_{a2} = \mathfrak{R}_{gr}$. f_2 arbeitet also gerade an der Grenze zwischen Schwingungen erster und zweiter Art und zwischen unter- und überspanntem Zustand.

Sind beide Schwingungen gleichzeitig vorhanden, so erreicht i_{a2} diesen eben genannten Maximalwert nur bei $i_{a1} = I_{s/2}$. Während der anderen Zeit stellt E_g' die Steilheit für f_2 so ein, daß die Hochfrequenz im positiven (negativen) Maximalwert von i_{a1} gerade die Sättigungsgrenze (Nullgrenze) erreicht. Diese Annahme ist zwar willkürlich und auch nicht genau richtig, ändert aber die tatsächlichen Verhältnisse wenig. Die Anodenwechselspannung $\mathfrak{e}_{a2}$ erreicht dann auch gerade den Nullwert der Betriebsspannung in der negativen, und den doppelten Wert der Gleichspannung $(2 \cdot E_a)$ in der positiven Halbperiode der niederfrequenten Anodenwechselspannung. Dieser Zustand stellt den Grenzfall dar, wo sich beide Schwingungen noch einfach überlagern, ohne daß die niederfrequente Schwingung durch die Hochfrequenz beeinflußt wird, während die Niederfrequenz jeweilig den Arbeitspunkt auf der Charakteristik bestimmt. Praktisch tritt dieser Zustand natürlich viel eher ein, weil die Spannungsbegrenzung schon einsetzt, wenn die Anodenwechselspannung die Gitterspannung unterschreitet, welche letztere hier vernachlässigt wurde.

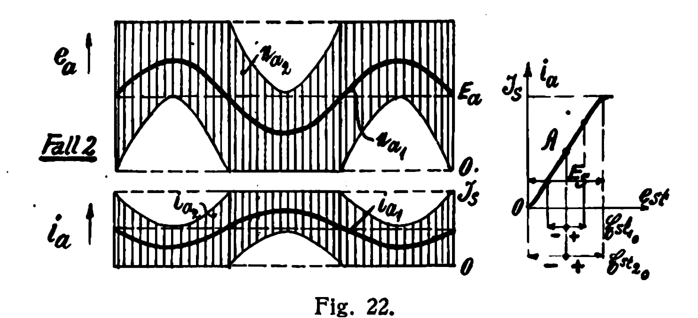


Fig. 22.

Die Spannungsbegrenzung setzt um so früher ein, d. h. die Betriebsspannung wird um so weniger ausgenutzt, je größer der Durchgriff der verwendeten Röhre und je kleiner die Betriebsspannung ist.

Fall 3a (Fig. 23): Aeußerer Widerstand $\mathfrak{R}_{a1}$ und Steuerspannung $\mathfrak{E}_{st1}$ sind wieder ebenso groß wie bei Fall 1 und 2; die hochfrequente Steuerspannung ist doppelt so groß wie bei Fall 2, also $\mathfrak{E}_{st2} = E_s$. Der äußere Widerstand ist gleich dem Grenzwiderstand, $\mathfrak{R}_{a2} = \mathfrak{R}_{gr}$. Für f_2 setzt Strombegrenzung ein, d. h. es entstehen hochfrequente Schwingungen zweiter Art. Infolgedessen tritt für f_2 auch der überspannte Zustand ein, da die Amplitude

$$I_{a2} = \frac{1}{T_2} \int_0^T i_{a2} \sin \omega_2 t \, dt$$

der in der Stromkurve enthaltenen Grundschwingung etwas größer als $I_{s/2}$ wird, also etwa $\mathfrak{E}_{a2} = 1{,}1 \cdot I_{s/2} \mathfrak{R}_{gr}$. Werden beide Schwingungen gleichzeitig erregt, so wird f_2 ähnlich wie bei Fall 2 in seiner Amplitude von f_1 beeinflußt. Aber jetzt hat auch f_2 auf f_1 eine Rückwirkung, indem f_1 Strom entzogen wird, da der Gesamtstrom nicht über I_s und unter Null anwachsen kann. In der positiven Halbperiode der niederfrequenten Steuerspanung e_{st1} oder Stromstärke i_{a1} ist die Anodenwechselspannung $\mathfrak{e}_{a1}$ negativ, so daß hier für die Hochfrequenz Spannungsbegrenzung einsetzt, während sich die hochfrequente Wechselspannung in der anderen Halbperiode voll ausbilden kann. Daher ergibt sich der in Fig. 23 (Fall 3a) eingezeichnete Verlauf von Anodenwechsel- und Steuerspannung, die gestrichelt angegeben sind. Die Steuerspannung würde dann den stark ausgezogenen Verlauf des Anodenstromes bedingen.

Dieser Zustand ist jedoch praktisch nicht möglich, weil der für den niederfrequenten Anteil des Anodenstromes maßgebende hochfrequente Mittelwert nicht identisch mit dem im Falle 3a eingetragenen Wert der niederfrequenten

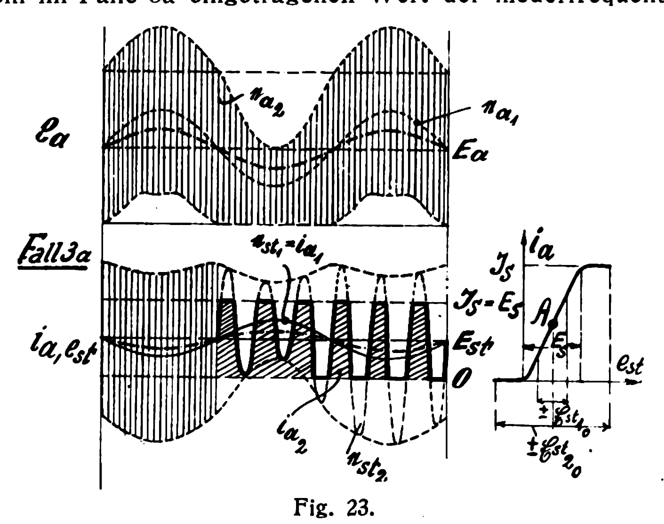


Fig. 23.

Steuerspannung ist. Es würde erst dann ein stabiler, stationärer Zustand vorhanden sein, wenn der sich ausbildende Mittelwert, bzw. der sich nach Fourier ergebende sinusförmige Anteil der Grundfrequenz, der über den Anodenkreis in der Gitterspule induzierten wirksamen niederfrequenten Steuerspannung entsprechen würde. Man erkennt aus der Skizze Fig. 23, daß diese Bedingung hier nicht erfüllt ist, denn der hochfrequente Mittelwert (strichpunktiert angedeutet) ist etwa halb so groß wie die Steuerspannung. Zur Kenntlichmachung des Vorgangs sind einige Hochfrequenzamplituden zeitlich stark verlangsamt eingezeichnet, damit der sich einstellende Anodenstrom besser hervortritt.

Aus diesen Betrachtungen ergibt sich, daß für die Stabilität zweier Schwingungen, deren Frequenzen weit auseinanderliegen, nicht nur Strom- und Spannungsbegrenzung direkt maßgebend sind, sondern auch die Bildung des hochfrequenten Anodenstrom-Mittelwertes eingeht. Bezeichnet I_{a1} die Amplitude des Mittelwertes, so muß im stationären Zustand sein:

$$I_{a1} = S' \cdot \mathfrak{E}_{st1} = \mathfrak{E}_{a1}/\mathfrak{R}_{a1} = I_{a1}, \text{ ferner } \mathfrak{K}_1 = D + 1/S' \cdot \mathfrak{R}_{a1},$$

wobei die mittlere Steilheit S' noch mit einem Faktor n zu multiplizieren ist ($S' = n \cdot S$), der größer oder kleiner als

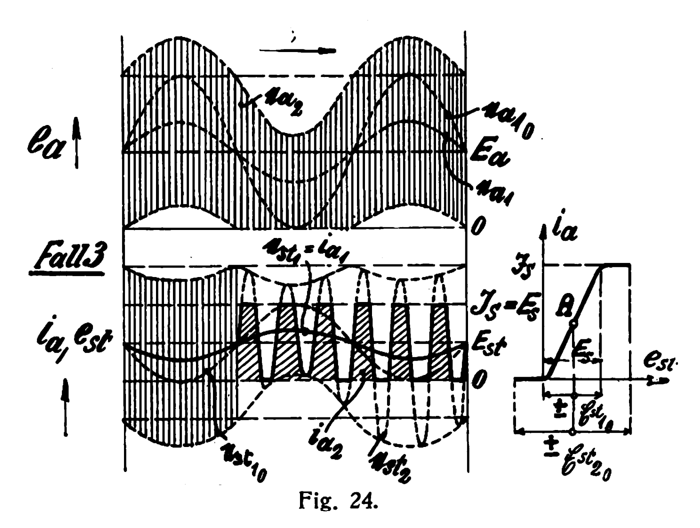


Fig. 24.

1 sein kann, je nachdem der sich ausbildende Mittelwert größer oder kleiner wird, als der normalen Rückkopplungsgleichung entspricht. Die Steilheit für f_1 kann z. B. größer werden, wenn der Arbeitspunkt im Ruhezustand am oberen oder unteren Knick der Kennlinie, also an einer flachen Stelle liegt, so daß die Rückkopplung normalerweise nicht zur Selbsterregung ausreicht. Nach dem Einsetzen der Hochfrequenz gilt dann für die Einstellung des Arbeitspunktes von f_1 nicht mehr die Gittervorspannung, sondern der Mittelwert des durch die hochfrequente Steuerspannung bedingten Anodenstromes. Die mittlere Steilheit kann dadurch bedeutend größer werden, so daß die Rückkopplungsgleichung erfüllt ist und die Erregung von f_1 einsetzt. Darauf stellt sich der stationäre Zustand ein, der infolge Strom- oder Spannungsbegrenzung stets eine veränderliche hochfrequente Amplitude während einer Niederfrequenzperiode zur Folge hat.

Es sei nun noch für Fall 3a der stationäre Zustand angegeben (Fig. 24, Fall 3), jedoch aus zeichnerischen Gründen mit einer kleinen Abänderung. Die niederfrequente Steuerspannung $\mathfrak{E}_{st1}$ ist jetzt gleich der halben Sättigungsspannung, $\mathfrak{E}_{st1} = E_{s/2}$, d. h. gleich der Grenzgitterspannung, so daß f_1 gerade noch unterspannt arbeitet. Im stationären Zustand geht die Niederfrequenzamplitude um mehr als die Hälfte zurück ($I_1 \leq I_{s/4}$), so daß f_1 stark unterspannt arbeitet ($\mathfrak{E}_{a1} \leqq E_{a,2}$). Trotzdem wird die hochfrequente Wechselspannung in der negativen Spannungshalbwelle von f_1 begrenzt. Es entsteht eine im Sinne der Niederfrequenz modulierte hochfrequente Schwingung, die vollständig stabil ist (s. V, Kap. 2).

Fall 4 (Fig. 25): Der Arbeitspunkt liegt wie bisher auf der Mitte der Charakteristik. Die niederfrequente Steuerspannung ist gleich der Sättigungsspannung ($\pm \mathfrak{E}_{st1} = E_s$,) der äußere Widerstand gleich dem Grenzwiderstand ($\mathfrak{R}_{a1} =$

$\mathfrak{R}_{gr}$). Für die Hochfrequenz gilt: $\mathfrak{E}_{st2} = E_{s/2}$ und $\mathfrak{R}_{a2} = \mathfrak{R}_{gr}$ Da für f_1 Schwingungen zweiter Art entstehen, kann sich die Hochfrequenz nur während des Durchlaufens der Charakteristik zwischen den Werten Null und Sättigung erregen. Da f_2 stark rückgekoppelt ist, entstehen gleich nach dem Einsetzen hochfrequente Schwingungen zweiter Art, so daß der sich einstellende Mittelwert nicht mit dem niederfrequenten Anodenstrom I_{a1o} ohne f_2 übereinstimmt. Eine Ueberlagerung der beiden Anodenströme findet nur statt, solange i_{a2} die Stromgrenze nicht erreicht. Bei noch stärkerer Rückkopplung, als in Fall 4 für f_2 angenommen ist, wird der Grundschwingung f_1 mehr Energie entzogen,

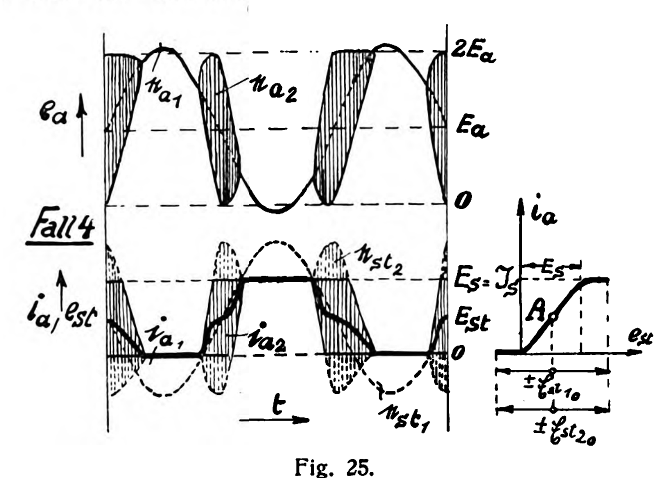


Fig. 25.

so daß der stationäre Zustand eine geringere Spannungsaussteuerung für f_1 ergeben würde. Soll f_2 die niederfrequente Schwingung ganz tot machen, so muß die hochfrequente Steuerspannung wenigstens zweimal so groß sein, wie die Sättigungsspannung ($\mathfrak{E}_{st2} \geqq 2 \cdot E_s$), bis die niederfrequente Grundschwingung keine Komponente mehr aufrecht erhalten kann.

Fall 5 (Fig. 26): Der Arbeitspunkt liegt jetzt am oberen Teil der Kennlinie. Die niederfrequente Rückkopplung ist gerade so groß, daß der Strom i_{a1} die Nullinie berührt, d. h. $\mathfrak{E}_{st1} = E_s$. Der äußere Widerstand ist gleich dem 1,5-fachen Grenzwiderstand, so daß für f_1 der überspannte Zustand eintritt. Die hochfrequente Rückkopplung ist so groß, daß Schwingungen zweiter Art auftreten, und zwar $\mathfrak{E}_{st2} = 1{,}5 \cdot E_s$; $\mathfrak{R}_{a2}$ ruft gerade volle Spannungsaussteuerung hervor, also $\mathfrak{R}_{a2} = \mathfrak{R}_{gr}$. Werden beide Schwingungen gleichzeitig auf diese Werte eingestellt, so erregt sich die Hochfrequenz, sobald der niederfrequente Anodenstrom die Sättigung verläßt. Infolge der starken Rückkopplung ($\mathfrak{E}_{st2} = 1{,}5\,E_s$) setzen sofort hochfrequente Schwingungen zweiter Art ein, wie in Fig. 26 wieder durch Einzeichnen einiger zeitlich verlangsamter Hochfrequenzschwingungen angedeutet ist. Daraus folgt, daß der hochfrequente Mittelwert etwa auf $I_{s/2}$ herabsinkt und dort so lange bleibt, bis die Hochfrequenz infolge Strom- oder Spannungsbegrenzung abreißt, um nach Verlassen der Sättigungsgrenze wieder anzuschwingen. Obwohl die niederfrequente Rückkopplung ohne f_2 eine volle Aussteuerung des Anodenstromes bis zum Nullwert bedingt, ergibt der Mittelwert des Anodenstromes beim Vorhandensein von Hochfrequenz annähernd eine Amplitude $I_{s/4}$, so daß f_1 unterspannt bleibt. In Fig. 26 ist die niederfrequente Wechselspannung e_{a1o} ohne f_2 gestrichelt, die Spannung e_{a1} mit f_2 im stationären Zustand ausgezogen eingezeichnet. In der positiven Halbperiode der niederfrequenten Steuerspannung tritt aus zweierlei Gründen eine Verminderung und schließlich ein Aussetzen der Hochfrequenzamplitude ein; einerseits setzt Spannungsbegrenzung ein, andererseits nähert sich der niederfrequente Mittelwert des hochfrequenten Anodenstromes der Sättigung. Obwohl der Mittelwert stark verzerrt ist und Oberschwingungen enthält, bleibt die niederfrequente Steuerspannung annähernd sinusförmig. Der stationäre Zustand ist im wesentlichen wieder dadurch gegeben, daß die im Mittelwert enthaltene Grundschwingung eine Steuerspannung der gleichen Amplitude hervorruft.

Eine völlige Unterdrückung der tiefen Frequenz findet erst dann statt, wenn bei weiterer Vergrößerung der hochfrequenten Rückkopplung das Aussetzen der Hochfrequenz immer später in einer f_1-Periode erfolgt, d. h. der Punkt y mehr und mehr nach rechts rückt (Fig. 26), bis der sinusförmige Anteil der Grundfrequenz immer kleiner wird und sich schließlich keine Steuerspannung e_{st1} mehr bilden kann, so daß f_2 allein übrig bleibt. Im vorliegenden Fall geschieht dies erst bei sehr fester Rückkopplung, etwa bei $\mathfrak{E}_{st2o} = 2$ bis $3 \cdot E_s$. Das erscheint zwar zunächst zweifelhaft, da man annehmen sollte, daß f_2 schon eher erlöschen würde. Diese Zustände sind aber im Gegenteil sehr stabil und leicht herzustellen, wie die unten angegebenen Versuche und Oszillogramme vollauf bestätigen.

Wird die hochfrequente Rückkopplung loser als in Fall 5 eingestellt ($\mathfrak{E}_{st2} \leqq E_s$), so nähert sich der sich ausbildende Mittelwert mehr und mehr der Sinusform, bzw. dem Wert i_{a1o} (ohne f_2). Bei ganz loser hochfrequenter Rückkopplung erregt sich f_2 nur beim Durchlaufen der steilsten Stellen der Charakteristik, wobei i_{a2} kleiner als $I_{s/2}$ bleibt.

Fall 6 (Fig. 27): Der Arbeitspunkt liegt am unteren Knick der Anodenkennlinie. Hoch- und niederfrequente Rückkopplungen und äußerer Widerstand $\mathfrak{R}_{a2}$ sind ebenso groß wie bei Fall 5, also $\mathfrak{E}_{st1} = E_s$, $\mathfrak{E}_{st2} = 1{,}5\,E_s$, $\mathfrak{R}_{a2} = \mathfrak{R}_{gr}$ jedoch $\mathfrak{R}_{a1} = \mathfrak{R}_{gr}$. Im stationären Zustand erregt sich die hochfrequente Schwingung, sobald die niederfrequente

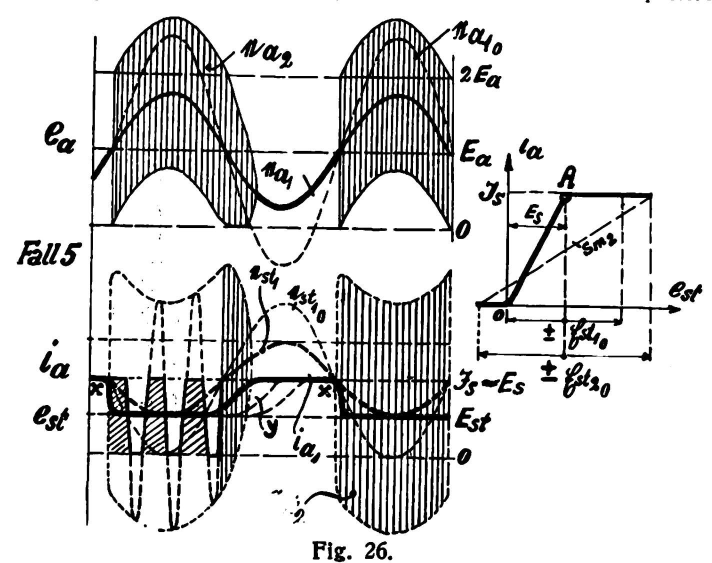


Fig. 26.

Steuerspannung e_{st1}, bzw. der Anodenstrom i_{a1} den Nullwert verläßt. Infolge der starken hochfrequenten Rückkopplung entstehen ähnlich wie bei Fall 5 sofort nach dem Anschwingen Schwingungen zweiter Art, die wieder ein Springen des Anodenstromes i_{a1} auf den hochfrequenten Mittelwert zur Folge haben. Es bildet sich wieder der halbe Spannungsabfall an $\mathfrak{R}_{a1}$ aus, da der Mittelwert etwa $= I_{s/2}$ ist.

Wird künstlich f_2 zuerst erregt, so entstehen trotzdem beide Schwingungen, da für das Anschwingen der Nieder-

frequenz der hochfrequente Mittelwert $J_{a2} = 1/T_2 \int_0^{T_2} i_{a2}\, dt$ eingeht, welcher praktisch $= I_{s/2}$ ist, d. h. ohne f_1 einem Gleichstromwert entspricht.

Da die Hochfrequenz hauptsächlich in der negativen Halbperiode von e_{a1} entsteht (vgl. Fig. 27), wird ihre Amplitude durch Spannungsbegrenzung stark beeinflußt; das Aussetzen erfolgt in der positiven Halbwelle von e_{a1}, und zwar nur dadurch, daß die niederfrequente Steuerspannung e_{st1} unter Null herabsinkt und entsprechend auch der mittlere hochfrequente Anodenstrom den Nullwert erreicht. Der in Fall 6 gezeichnete stationäre Zustand stellt etwa den Grenzfall dar, wo sich die Grundfrequenz von f_1 gerade noch ausbilden kann. Bei weiterer Vergrößerung von $\mathfrak{E}_{st2}$ bleibt nur noch f_2 übrig.

a) 2. Der Einfluß des Gitterstromes.

Die Wirkung des Gitterstromes wurde bisher nur insofern berücksichtigt, als es zur Einführung des überspannten Zustandes notwendig war. Der Gitterstrom bewirkt bekanntlich durch seine subtrakte Wirkung auch eine Instabilität der Schwingungen (C-Bereich des Reißdiagrammes nach Rukop). f_1 schaukelt sich daher im C-Bereich sofort auf größere Amplituden auf, d. h. auf Schwingungen zweiter Art, so daß dann nur Fälle möglich sind, wo sich f_2 immer nur intermittierend während des Durchlaufens der Kennlinie erregen kann. Während für f_1 die Instabilität des C-Bereiches im wesentlichen nur von der Größe der Gittergleichspannung abhängig ist, kommt für die Hochfrequenz noch die niederfrequente Gitterwechselspannung hinzu. Bei schwacher hochfrequenter Rückkopplung erregt sich f_2 erst, nachdem die Gitterspannung den Instabilitätsbereich durch-

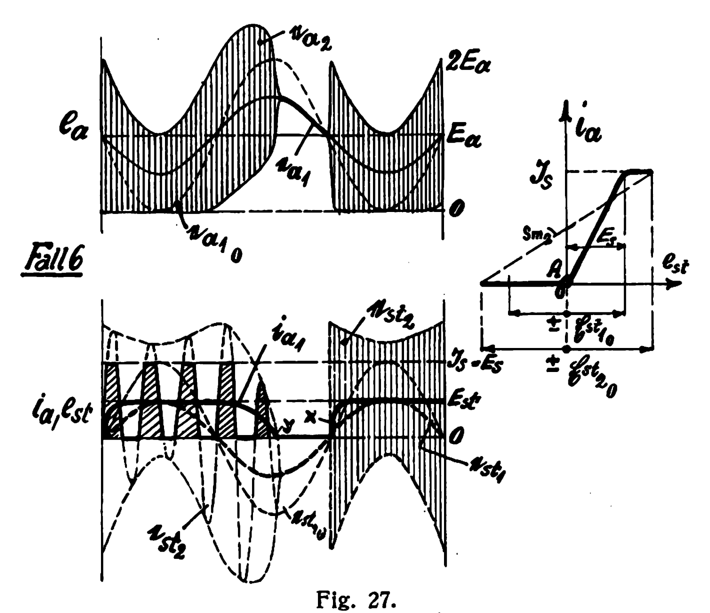


Fig. 27.

laufen hat. Ist die Rückkopplung stärker und erfolgt das Einsetzen der Schwingung gerade im C-Bereich, so geht das Anwachsen von f_2 unstetig und ungleichmäßig vor sich. Da die Lage der maximalen Steilheit der Gitterstromkennlinie bei Röhren mit größer werdendem Durchgriff vom unteren Teil der Kennlinie nach der Mitte zu wandert, so lassen sich z. B. bei Röhren mit großem Durchgriff in der Nähe der Mitte der Charakteristik keine Schwingungszustände herstellen, wo f_2 während einer niederfrequenten Schwingung dauernd bestehen bleibt. Ganz allgemein kann gesagt werden, daß der C-Bereich sehr ungünstig auf die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen wirkt.

a) 3. Experimentelle Bestätigung.

Um die in den schematischen Grenzfällen teilweise dargestellten Schwingungsvorgänge experimentell zu bestätigen, war es notwendig, gleichzeitig mit dem Braunschen Rohr und dem Schleifenoszillograph zu arbeiten; einige Vorgänge wurden vollständig entwickelt, indem mit dem Braunschen Rohr die gesamte am Versuchsrohr liegende Gitter- und Anodenspannung, mit dem Siemens der Mittelwert des Anodenstromes aufgenommen wurde.

Für die zeitliche Ablenkung im Braunschen Rohr wurde in allen Fällen der niederfrequente Schwingungsstrom im L-Zweig verwendet, dessen Verlauf als praktisch sinusförmig ($\varphi = 90°$ nacheilend) angesehen werden konnte.

Die folgenden Photographien sind meist gleichzeitig mit dem Oszillographen und dem Braunschen Rohr aufgenommen. Auf die Wiedergabe der Fälle 1 und 2 mußte verzichtet werden, weil bei beiderseits loser Rückkopplung die Handempfindlichkeit zu groß und der Stabilitätsbereich zu klein waren, zumal die Anodenspannung meist dem Netz entnommen wurde. Außerdem gelang die Herstellung von Fall 1 nur bei Röhren mit sehr kleinem Durchgriff, wo die steilste Stelle der Gitterstromkennlinie am unteren Knick der Anodenstromkennlinie liegt. Typisch für Fall 1 war der Umstand, daß i_{a1} bei Beobachtung im Oszillographen mit und ohne f_2 keine merkliche Veränderung zeigte. Bei etwas stärkerer Rückkopplung (Übergang zu Fall 2, aber immer noch $\mathfrak{E}_{st1_0} < E_{s/2}$ und $\mathfrak{E}_{st2_0} < E_{s/2}$), trat eine merkliche Abflachung von i_{a1} auf. Der idealisierte Fall 2 ist natürlich praktisch nicht möglich, weil die Spannungsbegrenzung viel eher einsetzt, als dort angenommen ist; ebenso tritt schon Strombegrenzung und damit eine Abweichung des mittleren Anodenstromes von der Sinusform ein, ehe Sätigungs- und Nullwert erreicht sind.

Die Aufnahmen 28—30 charakterisieren den Fall 6, da die Arbeitspunkte im unteren Teil der Anodenkennlinie liegen und entsprechen steigender Rückkopplung von f_1 und f_2.

Bei Fig. 28 ist die niederfrequente Rückkopplung so schwach, daß sich f_1 wegen der ungünstigen Lage des Arbeitspunktes (geringe Steilheit und C-Bereich) nicht von selbst erregen kann. f_1 entsteht erst nach dem Einsetzen von f_2, da der hochfrequente Mittelwert den Arbeitspunkt für f_1 nach der Mitte der Kennlinie zu verschiebt. Voraussetzung dafür ist natürlich, daß sich f_2 am unteren Knick noch erregen kann, d. h. $\mathfrak{E}_{st2} > \mathfrak{E}_{st1}$. Man sollte nicht erwarten, daß f_2 zeitweise so klein wird (bei A) und f_1 die viel festere rückgekoppelte Schwingung f_2 so stark herabdrückt. Wird $\mathfrak{R}_2$ noch größer gemacht, als bei Aufnahme Fig. 28, so nimmt die Amplitude der im Anodenstrom enthaltenen niederfrequenten Grundschwingung ab, bis f_1 wegen der Ausbildung von hochfrequenten Schwingungen zweiter Art erlischt. Sobald $\mathfrak{E}_{st2} > E_s$, bleibt der Mittelwert annähernd konstant. Daher sind solche Schwingungszustände, bei denen beide Schwingungen dauernd bestehen bleiben, nur bei beiderseits losen Rückkopplungen möglich (im allgemeinen $\mathfrak{E}_{st1/2} < E_s$).

Tastet man in dem Zustande, wo f_1 gerade nicht mehr erhalten bleibt, die Hochfrequenz, so erregt sich f_1 im ersten Augenblick, um dann allmählich abzuklingen; es findet also auch hier eine Dämpfungsverminderung statt, falls nicht in einem Instabilitätsbereich gearbeitet wird.

Bei den Aufnahmen mit dem Braunschen Rohr ist die Hochfrequenz infolge des hohen Frequenzunterschiedes stets verwischt und es ist nur die Amplitudenbegrenzung sichtbar. Bei scharfer Einstellung des Lichtflecks und

etwas kleinerem Frequenzunterschied können allerdings die Hochfrequenzamplituden als feine vertikale Striche sichtbar gemacht werden, sofern f_2 ein gerades Vielfaches von f_1 ist; im vorliegenden Falle wurde jedoch darauf verzichtet. Aus der zeitlichen Zerlegung der Aufnahme 28b ist

Zeitliche Zerlegung von Fig. 28 b. (Tafel II.)

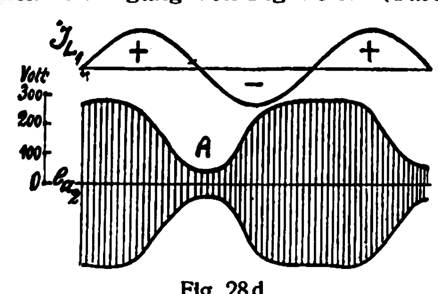


Fig. 28 d.

Versuchswerte zu Fig. 28.
Schottrohr Nr. 3873 ($D = 2\%$.)

$J_s^+ = 100\ mA$	$L_1 = 0{,}84\ Hy$
$E_a = 440$ Volt	$C_1 = 4{,}1\ \mu F$
$E_g = +17{,}5$ Volt	$R_1 = 15$ Ohm
$J_r = 17\ mA$ (18,5%)	$L_2 = 1{,}2 \cdot 10^{-4}\ Hy$
$\mathfrak{E}_{a_{20}} = 350$ Volt	$C_2 = 1400$ cm
$\mathfrak{E}_{g_{20}} = 122$ Volt	$R_4 = 4$ Ohm
$J_{20} = 890\ mA$	$f_1 = 86$ Hertz
$\mathfrak{K}_{20} = 0{,}35$	$f_2 = 3{,}75 \cdot 10^5$ Hertz

f_1 erregt sich ohne f_2 überhaupt nicht.

zu ersehen, daß die Hochfrequenz im Sinne der Niederfrequenz moduliert wird (selbsterregter Tonsender nach Mauz und Zenneck [2], s. V. Kap. 2).

Fig. 29 a—d gibt entsprechende Aufnahmen für beiderseits stärkere Rückkopplung, jedoch unter Verwendung eines anderen Versuchrohres. Die Röhrendaten sind jeweilig aus den im Anhang befindlichen Kennlinien zu ersehen. Die Hochfrequenz setzt bei dieser, sowie bei der weiteren Aufnahme 30 teilweise während einer Niederfrequenzperiode aus, da ihr Arbeitspunkt in der negativen Halbperiode der niederfrequenten Steuerspannung soweit in den unteren horizontalen Teil der Kennlinie verschoben wird, daß die Steilheit nicht mehr zur Selbsterregung ausreicht. Das Anspringen erfolgt jeweilig bei x, das Aussetzen bei y. Das Einsetzen der Hochfrequenz geht nicht allmählich, sondern wie eben erwähnt und wie Aufnahme 29 zeigt, plötzlich vor sich, weil der Arbeitspunkt gerade den C-Bereich durchläuft (Reißdiagramm s. Anhang No. 49). Die Hochfrequenzamplitude kann sich jedoch nicht entsprechend ihrer Rückkopplung ausbilden, da sofort Spannungsbegrenzung einsetzt; denn in der positiven Halbperiode von $\mathfrak{e}_{st1}$ wird die niederfrequente Anodenwechselspannung gerade negativ, d. h. die Betriebsspannung für f_2 in jedem Augenblick kleiner als die Gleichspannung.

Deutlicher gehen die Verhältnisse aus Fig. 30 hervor, wo die hochfrequente Rückkopplung noch größer ist. Die Aufnahmen b) und c) mit dem Braunschen Rohr geben die gesamte Anoden- und Gitterwechselspannung wieder, so daß nach zeitlicher Zerlegung auch die Steuerspannung in Fig. 30 d eingezeichnet werden konnte. Aus dieser Zusammenstellung, die annähernd maßstäblich ist, sind Strom- und Spannungsbegrenzung und besonders die Bildung von i_{a1} klar zu erkennen. Die in b) und c) einphotographierten horizontalen Linien ergeben die Maßstäbe für die Spannungsamplituden, während die vertikalen Striche den Hochfrequenzamplituden ohne f_1 (C_1 kurzgeschlossen) entsprechen. Wie schon erwähnt, ist die Amplitude von f_2 im stationären Zustande wegen Spannungsbegrenzung meist kleiner als ohne f_1. In den meisten Fällen, wo die Hochfrequenz in einer Niederfrequenzperiode teilweise aussetzt, ist der Stabilitätsbereich viel größer als da, wo beide Frequenzen dauernd bestehen, weil der erstere Zustand in weiten Grenzen der Rückkopplung erhalten bleibt, während der letztere nur bei loser Rückkopplung eintritt; außerdem kommt noch hinzu, daß der Gitterstrom nur bei loser Rückkopplung eine Instabilität der Schwingungen hervorruft. Auch andere Fehlbereiche liegen meist nur bei loser Rückkopplung.

Zu bemerken ist ferner, daß der mittlere Anodenstrom i_{a1} bei Aufnahme 29 noch der Steuerspannung ähnlich ist, während er bei Fig. 30 a nach dem Einsetzen von f_2 etwa auf den Wert $I_{s/2}$ springt und solange annähernd horizontal verläuft, als die niederfrequente Steuerspannung größer als Null bleibt. Das Ein- und Aussetzen von f_2 erfolgt nicht an derselben (symmetrischen) Stelle der jeweilig am Rohr liegenden Anodenspannung, da für das Einsetzen die niederfrequente Steuerspannung, für das Aussetzen der mittlere Anodenstrom maßgebend ist. Ferner kommen das Springen und Reißen bei Instabilitätsbereichen, sowie eine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung bei stark gedämpften Kreisen in Betracht.

Bei den folgenden Aufnahmen 31 und 32 liegt der Arbeitspunkt entsprechend dem schematischen Grenzfall 5 am oberen Knick der Anodenkennlinie. Auch hier sind die Zustände bei starker Rückkopplung stabiler als bei loser

Zerlegung von Fig. 29c. (Tafel II.)

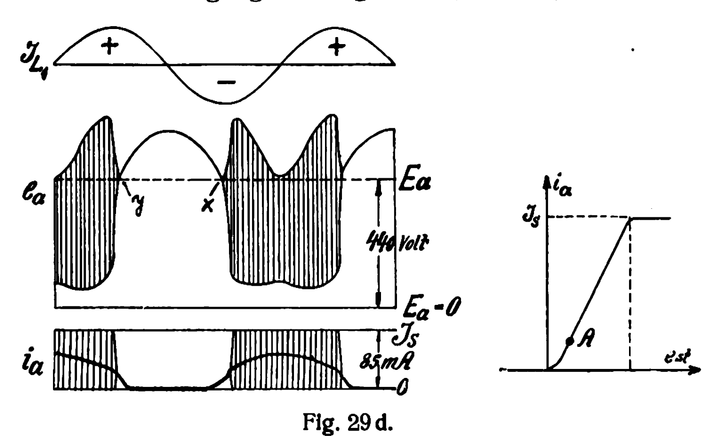


Fig. 29 d.

Versuchswerte zu Fig. 29.
BE-Rohr Nr. 4389.

$J_s^+ = 95\ mA$	$\mathfrak{E}_{g1} = 62$ Volt
$E_a = 445$ Volt	$\mathfrak{E}_{a1} = 180$ Volt
$E_g = -19$ Volt	$\mathfrak{E}_{st1} = 46$ Volt ($= E_s/2$)
$J_r = 14\ mA$ (1,8 J_s)	$\mathfrak{E}_{st2} = 0{,}75\ E_s$
$f_1 = 85$ Hertz	$\mathfrak{E}_{a10} = 280$ Volt
$f_2 = 3{,}5 \cdot 10^5$ Hertz	$\mathfrak{E}_{g10} = 95$ Volt
$\mathfrak{K}_{10} = 0{,}34$	$\mathfrak{E}_{g20} = 109$ Volt
$\mathfrak{K}_{20} = 0{,}35$	$\mathfrak{E}_{a20} = 310$ Volt

Kopplung. Die Verhältnisse sind für die Hochfrequenzamplitude insofern günstiger als bei Fall 6 (A im unteren Knick), weil die Anodenwechselspannung während des Bestehens von f_2 gerade positiv ist. Im Grenzfall kann die Amplitude von f_2 doppelt so groß wie bei der normalen Betriebsspannung werden $\mathfrak{E}_{a2} \leq 2\ E_a$, wobei natürlich f_2 in einer f_1-Periode teilweise aussetzt. Bei beiderseits loser Rückkopplung, wo f_2 nur seine Amplitude ändert, bzw. von f_1 moduliert wird, macht eine Verschiebung des Ruhepunktes über oder unter die Mitte der Charakteristik nur wenig aus,

vorausgesetzt, daß der äußere Widerstand so klein ist, daß die niederfrequente Spannungsaussteuerung nur gering ist ($\mathfrak{E}_{a2} < E_{a/4}$). Unterhalb der Mitte kommt noch ein Fehl-

Zusammenstellung von Fig. 30a—c von Tafel II.

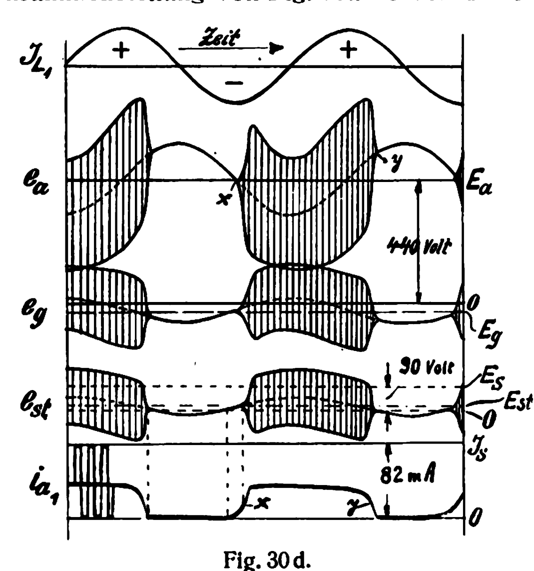


Fig. 30 d.

Versuchswerte zu Fig. 30.
BE-Rohr Nr. 4389.

J_s^+	$= 95\ mA$	$\mathfrak{R}_{20}$	$= 0{,}62$
E_a	$= 440$ Volt	L_2	$= 1{,}2 \cdot 10^{-4}\ Hy$
E_g	$= -24$ Volt	C_2	$= 4500$ cm
J_r	$= 8\ mA$	C_1	$= 4{,}1\ \mu F$
J_1	$= 225\ mA$	R_2	$= 4$ Ohm
$\mathfrak{E}_{g1}$	$= 41$ Volt	R_1	$= 15$ Ohm
$\mathfrak{E}_{a1}$	$= 112$ Volt	L_1	$= 0{,}8\ Hy$ (mit Eisen)
$\mathfrak{E}_{st1}$	$= 31$ Volt	f_1	$= 88$ Hertz
$\mathfrak{R}_{10}$	$= 0{,}33$	f_2	$= 2{,}1 \cdot 10^5$ Hertz
$\mathfrak{E}_{a10}$	$= 198$ Volt	$\mathfrak{E}_{a20}$	$= 260$ Volt
$\mathfrak{E}_{g10}$	$= 66$ Volt	$\mathfrak{E}_{g20}$	$= 162$ Volt
J_{10}	$= 445\ mA$	J_{20}	$= 1{,}5$ Amp.

bereich hinzu, der bei zunehmendem Durchgriff nach dem oberen Teil der Kennlinie zu wandert.

Fig. 31 d zeigt die Zerlegung und Entwicklung der Versuchsaufnahmen a) bis c). Der Ruhepunkt liegt im oberen Teil der Kennlinie; beide Rückkopplungen sind sehr stark. Die Röhre arbeitet für f_1 ohne f_2 überspannt (untere Aufnahme a) von i_{a10}); bei gleichzeitiger Erregung geht die Amplitude von f_1 etwa auf die Hälfte zurück. Die maximale am Rohr liegende Anodenspannung erreicht fast den Wert von 1000 Volt. Die Bildung des Anodenstrommittelwertes und die außerordentliche Größe der hochfrequenten Steuerspannung ($\mathfrak{E}_{st2} \approx 2\, E_s$) sind aus Fig. 31 d sehr gut zu erkennen. In der positiven Halbperiode der niederfrequenten Gitterspannung wird außerdem eine Dynatronschwingung, in der negativen Halbperiode eine Gitterstoßschwingung angeregt; letztere tritt auch ganz schwach in der Anodenspannung (c) auf, da die negative Dämpfung des Arbeitskreises groß ist.

Bei der weiteren Aufnahme Fig. 32 wurde der Gitterwechselwiderstand $\mathfrak{R}_{g1}$ durch Verkleinern von $C_{\ddot u}$ etwas größer eingestellt; dadurch tritt die Dynatronschwingung stärker hervor. Diese beeinflußt sogar das Aussetzen der Hochfrequenz bei x; wird die durch die Dynatronschwingung hervorgerufene Gitterwechselspannung positiv, so setzt f_2 aus, wird sie negativ, d. h. wird der Arbeitspunkt nochmals unter die Sättigungsspannung verschoben, so schwingt f_2 wieder an. Das ist in Fig. 32 c bei x deutlich zu erkennen.

Zusammenstellung von Fig. 31a—c. (Tafel II.)

Fig. 31 d.

Versuchswerte zu Fig. 31.
BE-Rohr Nr. 4389.

J_s^+	$= 95\ mA$	$\mathfrak{R}_{20}$	$= 0{,}65$
E_a	$= 440$ Volt	L_2	$= 1{,}2 \cdot 10^{-4}\ Hy$
E_g	$= +20$ Volt	C_2	$= 600$ cm
J_r	$= 52\ mA$	R_2	$= 4$ Ohm
J_1	$= 417\ mA$	L_1	$= 0{,}64\ Hy$ (mit Fe)
$\mathfrak{E}_{a1}$	$= 149$ Volt	C_1	$= 4{,}1\ \mu F$
$\mathfrak{E}_{g1}$	$= 90$ Volt	R_1	$= 15$ Ohm
$\mathfrak{E}_{st1}$	$= 77$ Volt	f_1	$= 98{,}6$ Hertz
$\mathfrak{R}_{10}$	$= 0{,}6$	f_2	$= 3{,}8 \cdot 10^5$ Hertz
$\mathfrak{E}_{a10}$	$= 258$ Volt	$\mathfrak{E}_{g20}$	$= 285$ Volt
$\mathfrak{E}_{g10}$	$= 152$ Volt	$\mathfrak{E}_{g20}$	$= 184$ Volt
J_{10}	$= 690\ mA$	J_{20}	$= 610\ mA$
E_{st}	$= 60$ Volt		

Versuchswerte zu Fig. 32.
BE-Rohr Nr. 4389.

J_s^+	$= 95\ mA$	$\mathfrak{E}_{a_1}$	$= 142$ Volt
E_g	$= +30$ Volt	$\mathfrak{E}_{g_1}$	$= 64$ Volt
J_r	$= 61\ mA$ ($0{,}76\ J_s$)	$\mathfrak{E}_{st_1}$	$= 51$ Volt
J_1	$= 415\ mA$	f_1	$= 96$ Hertz
L_{gl}	$= 0{,}67\ Hy$ (mit Eisen)	f_2	$= 3 \cdot 10^5$ Hertz
$J_{\ddot u}$	$= 2000$ cm	fl^1	$= 4300$ Hertz
J_{10}	$= 680\ mA$	J_{20}	$= 1{,}27$ Amp.
$\mathfrak{E}_{g_{10}}$	$= 106$ Volt	$\mathfrak{E}_{g_{20}}$	$= 122$ Volt
$\mathfrak{E}_{a_{10}}$	$= 240$ Volt	$\mathfrak{E}_{a_{20}}$	$= 315$ Volt
$\mathfrak{E}_{st_{10}}$	$= 84$ Volt	$\mathfrak{E}_{st_{20}}$	$= 96$ Volt
$\mathfrak{R}_{10}$	$= 0{,}44$	$\mathfrak{R}_{20}$	$= 0{,}39$

Der Fall 4 ist durch die Aufnahmen 33 und 34 gekennzeichnet. Die Hochfrequenz setzt hier zweimal in einer f_1-Periode aus, weil die niederfrequente Steuerspannung sehr viel größer als die hochfrequente ist. Bei den Fig. 34 a bis c treten die bereits erwähnten Dynatronstörschwingungen auf, welche bei der Aufnahme mit dem Schleifenoszillograph ein Überschwingen der Meßschleifen verursachen, so daß der Strom scheinbar über I_s hinausschwingt. Bei Fig. 33 liegt der Arbeitspunkt im C-Bereich, so daß hier nur Schwingungen zweiter Art möglich sind. Ist die hochfrequente Steuerspannung größer als die halbe Sättigungsspannung, so treten auch hochfrequente Schwingungen zweiter Art auf, die eine Abweichung des mittleren Anodenstromes von i_{a10} bedingen; i_{a1} verläuft bei noch größerer Steuerspannung ($\mathfrak{E}_{st2} \geq E_s$) einige Zeit fast horizontal, bis f_1 ganz aussetzt.

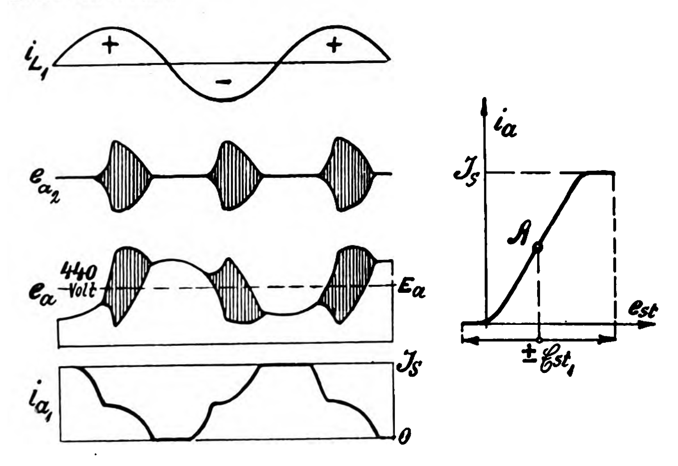


Fig. 33d. Zerlegung von 33a—c. (Tafel II.)

Versuchswerte zu Fig. 33.
BE-Rohr Nr. 4389.

J_s^+	$= 100\ mA$	J_1	$= 670\ mA$
E_g	$= 12{,}5$ Volt	J_{10}	$= 755\ mA$
E_a	$= 440$ Volt	$\mathfrak{E}_{a_1}$	$= 196$ Volt
J_r	$= 46\ mA\ (=0{,}54\ J_s)$	$\mathfrak{E}_{st_1}$	$= 68$ Volt
L_1	$= 0{,}15\ Hy$	R_2	$= 4$ Ohm
R_1	$= 11$ Qhm	C_2	$= 6000$ cm
C_1	$= 2\ \mu F$	f_1	$= 290$ Hertz
L_2	$= 1{,}4 \cdot 10^{-4}\ Hy$	f_2	$= 3{,}1 \cdot 10^5$ Hertz

Versuchswerte zu Fig. 34.
BE-Rohr Nr. 4389.

J_s^+	$= 95\ mA$	$\mathfrak{E}_{g_{20}}$	$= 185$ Volt
E_a	$= 440$ Volt	$\mathfrak{E}_{a_{20}}$	$= 305$ Volt
E_g	$= +28$ Volt	$\mathfrak{R}_{10}$	$= 0{,}55$
J_r	$= 63\ mA\ (0{,}78\ J_s)$	$\mathfrak{R}_{20}$	$= 0{,}61$
$\mathfrak{E}_{g_1}$	$= 140$ Volt	f_1	$= 100$ Hertz
$\mathfrak{E}_{a_1}$	$= 255$ Volt	L_1	$= 0{,}61\ Hy$
$\mathfrak{E}_{st_1}$	$= 117$ Volt	C_1	$= 4{,}1\ \mu F$
$\mathfrak{E}_{g_{10}}$	$= 148$ Volt	R_1	$= 18$ Ohm
$\mathfrak{E}_{a_{10}}$	$= 270$ Volt	f_2	$= 3 \cdot 10^5$ Hertz

Die Aufnahme 35 charakterisiert den schematischen Grenzfall 3. Die Gitterspannung konnte hier nicht mit photographiert werden, da die zusätzliche Kapazität der Ablenkungsplatten des Braunschen Rohres und der Zuleitungen eine Änderung des Zustandes verursachten. Aus dem gleichen Grunde konnte hier sowie bei einer großen Anzahl von Aufnahmen die Gitterspannung nicht gemessen werden ($C_{\text{Instr.}} = 50$ cm). Der Ruhepunkt liegt bei Fig. 35 etwas über der Mitte der Charakteristik. Wie die Aufnahmen a) und c) bestätigen, sinkt die Amplitude von f_1 nach dem Einsetzen der Hochfrequenz etwas tiefer, als auf die Hälfte ihres Wertes ohne f_2. Aufnahme c) ist maßstäblich bedeutend kleiner als b), weil das Rohr härter geworden war.

Versuchswerte zu Fig. 35.
BE-Rohr Nr. 4389.

J_s^+	$= 100\ mA$	L_1	$= 0{,}15\ Hy$
E_a	$= 440$ Volt	C_1	$= 1{,}85\ \mu F$
E_g	$= +24$ Volt	R_1	$= 11$ Ohm
J_r	$= 55\ mA\ (0{,}64\ J_s)$	L_2	$= 1{,}2 \cdot 10^{-4}\ Hy$
$\mathfrak{E}_{a1}$	$= 70$ Volt	C_2	$= 2000$ cm
J_1	$= 190\ mA$	R_2	$= 4$ Ohm
$\mathfrak{E}_{a10}$	$= 155$ Volt	$C_ü$	$= 2000$ cm
J_{10}	$= 438\ mA$	E_s	$= 90$ Volt
$\mathfrak{E}_{a20}$	$= 250$ Volt	f_1	$= 300$ Hertz
J_{20}	$= 920\ mA$	f_2	$= 3{,}1 \cdot 10^5$ Hertz

Die Aufnahmen 36—41 bringen noch einige besondere Fälle zur Schau. Die Fig. 36 a—d sind nach fallender niederfrequenter Steuerspannung geordnet und gehören zu V Kap. 2 über die Modulation einer Hochfrequenz. Bei Aufnahme 37 wurde das Verhältnis der beiden Frequenzen kleiner und ganzzahlig gewählt, um auch den Verlauf der höheren Frequenz sichtbar zu machen; es gelingt jedoch sehr schwer, die Bilder während einer Sekunde zum Stehen zu bringen, — ein Zeichen dafür, daß hier keine Veränderung eintritt, wenn das Verhältnis f_2/f_1 ganzzahlig ist. Bei Aufnahme 38 liegt der Einsatzpunkt für f_2 im C-Bereich, wobei das Einsetzen unstetig und sprunghaft vor sich geht (in Fig. 38 verwischt).

Die vertikalen Striche in Fig. 39 und 40 entsprechen den Hochfrequenzamplituden ohne Tonfrequenz. Bei 39 liegt der Ruhepunkt unter, bei 40 a) und b) über der Mitte der Kennlinie. Ein Vergleich zwischen den beiden Aufnahmen soll zeigen, daß bei großem äußeren Widerstand $\mathfrak{R}_{a1}$ im ersten Falle die stationäre Amplitude $\mathfrak{E}_{a2}$ kleiner, im zweiten Falle größer als ohne Tonfrequenz ist ($\mathfrak{E}_{a20}$).

Bei Aufnahme 41 findet bei sehr loser hochfrequenter

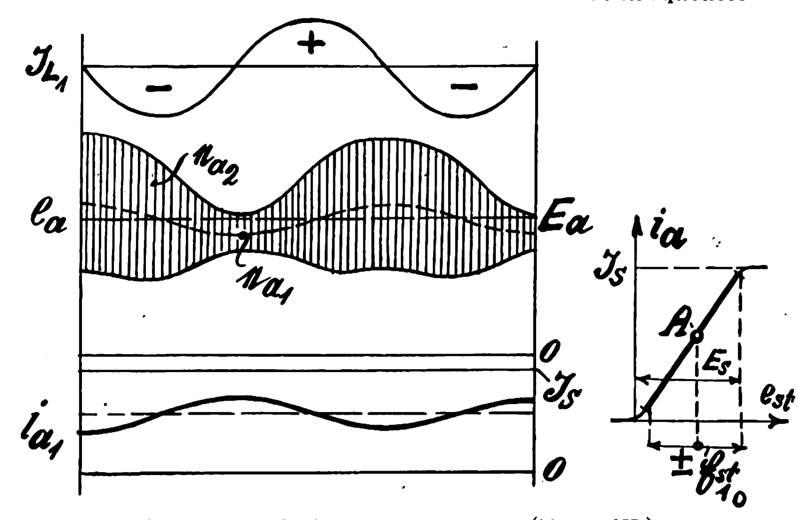


Fig. 35d. Zerlegung von 35c. (Tafel III.)

Rückkopplung ein abwechselndes An- und Abklingen von f_2 statt. Der Arbeitspunkt von f_2 pendelt hier zwischen schwach positiver (C-Bereich) und negativer Gitterspannung hin und her. f_2 setzt infolge der kleinen Steuerspannung im C-Bereich aus; dadurch rutscht der Arbeitspunkt ins negative, wo die Steilheit wieder größer wird (großer Durchgriff), f_2 schwingt an und verlegt selbst

wieder den Arbeitspunkt in den C-Bereich usw. Wie die Aufnahme 41 c zeigt, ist der Zustand sehr labil, da sich während der Aufnahme ein anderer Zustand einstellt.

Auf Angabe weiterer Sonderfälle mußte aus Platzmangel verzichtet werden.

Versuchswerte zu Fig. 36 u. 37.

Schottrohr Nr. 3873. Fig. 36 ab.

$J_s^+ = 70\ mA$	$\mathfrak{E}_{a1} = 55$ Volt
$E_g = +7$ Volt	$\mathfrak{E}_{g1} = 23$ Volt
$J_r = 14\ mA\ (0{,}22\ J_s)$	$J_1 = 160\ mA$

Schott-Rohr Nr. 3873. Fig. 36c.

$J_s^+ = 100\ mA$	$\mathfrak{E}_{g1} = 18$ Volt
$E_g = +23$ Volt	$\mathfrak{E}_{a1} = 70$ Volt
$J_r = 20\ mA\ (0{,}22\ J_s)$	$\mathfrak{E}_{st1} = 16{,}5$ Volt
$f_1 = 300$ Hertz	$\mathfrak{E}_{st10} = 69$ Volt
$f_2 = 4{,}6 \cdot 10^5$ Hertz	$\mathfrak{E}_{st20} = 79$ Volt

BE-Rohr Nr. 4399. Fig. 36d.

$J_s^+ = 100\ mA$	$J_1 = 140\ mA$
$E_g = -9{,}5$ Volt	$J_{10} = 58\ mA$
$J_r = 23\ mA\ (0{,}27\ J_s)$	$J_{20}/J_2 = 1{,}5$

BE-Rohr Nr. 4399. Fig. 37 (ab).

$J_s^+ = 100\ mA$	$L_1 = 0{,}15\ Hy$
$E_g = +29$ Volt	$C_1 = 1{,}5\ \mu F$
$J_r = 68\ mA\ (0{,}8\ J_s)$	$R_1 = 9$ Ohm
$f_1 = 318$ Hertz	$L_2 = 0{,}017\ Hy$
$f_2 = 8700$ Hertz	$C_2 = 0{,}02\ \mu F$
	$R_2 = 1$ Ohm

Versuchswerte zu Fig. 38 bis 41.

Fig. 38.

$J_s^+ = 100\ mA$ (86)	$J_1 = 225\ mA$
$E_g = -25$ Volt	$\mathfrak{E}_{a1} = 145$ Volt
$J_r = 9\ mA\ (0{,}11\ J_s$	$\mathfrak{E}_{a20} = 260$ Volt

Fig. 39.

$J_s^+ = 95\ mA$ (80)	$\mathfrak{E}_{a20} = 290$ Volt
$\mathfrak{E}_g = -11$ Volt	$\mathfrak{E}_{a1} = 175$ Volt
$J_r = 19\ mA\ (0{,}24\ J_s)$	$J_1 = 225\ mA$

Fig. 40.

$J_s^+ = 100\ mA$ (86)	$\mathfrak{E}_{a1} = 360$ Volt
$E_g = +29$ Volt	$\mathfrak{E}_{a10} = 370$ Volt
$J_1 = 354\ mA$	$\mathfrak{E}_{a20} = 260$ Volt
$J_{10} = 300\ mA$	$f_1 = 420$ Hertz
$J_{20} = 930\ mA$	$f_2 = 3 \cdot 10^5$ Hertz

Fig. 41.

$J_s^+ = 95\ mA$ (80)	$\mathfrak{E}_{a1} = 140$ Volt
$E_g = +18$ Volt	$\mathfrak{E}_{g1} = 56$ Volt
$J_r = 46\ mA\ (0{,}58\ J_s)$	$\mathfrak{E}_{st1} \approx E_s/2$ (43 Volt)
$J_1 = 340\ mA$	$\mathfrak{E}_{st2} < E_s/2$
$J_{10} = 420\ mA$	$f_1 = 85$ Hertz

Zu B. Erregung von zwei rückgekoppelten Schwingungen.

b) $f_2 \gtrapprox f_1$

b) 1. Wirkungsweise.

Bisher wurden nur solche Zustände betrachtet, bei denen die Frequenzen der beiden rückgekoppelten Schwingungen sehr weit auseinander lagen; dabei war die Aufschaukelzeit der niederfrequenten Schwingung sehr viel größer als diejenige der hohen Frequenz. Rücken die Frequenzen näher zusammen, so ändern sich die Zustände bis zu einem Verhältnis (f_1/f_2) von 1 : 20 bis etwa 1 : 10 praktisch sehr wenig, wenn auch schon einige Störungen auftreten und die Stabilität geringer wird. Anders werden die Verhältnisse bei noch geringerem Frequenzunterschied. Nehmen wir beispielsweise an, f_1/f_2 sei 1 : 4. Bei hohen und mittleren Frequenzen kann die Dämpfung der Arbeitskreise so klein gehalten werden, daß die äußeren Widerstände für die jeweilig andere Schwingung praktisch keine Rolle spielen. Allerdings üben die Gitterwiderstände einen merklichen Einfluß aus, indem besonders der höherfrequente Gitterwechselstrom einen nacheilenden Spannungsabfall an der niederfrequenten Gitterspule hervorruft, so daß eine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung auftritt und damit die Leistung sinkt. Der Gitterwiderstand läßt sich dann nicht mehr beliebig kapazitiv machen; denn bei kleiner Kapazität $C_ü$ wird der Widerstand für f_2 durch Resonanznähe gerade erhöht, während sich bei großem $C_ü$ nicht mehr die Eigenschwingung des Anodenkreises, sondern des Gitterkreises erregt. Im Resonanzfalle ($f_2 = 1/2\pi\sqrt{L_{g1} \cdot C_ü}$) erregt sich f_2 überhaupt nicht. Bis hierher besteht jedoch kein großer Gegensatz zu den im vorigen Abschnitt B a behandelten Fragen, wo f_2 sehr viel größer als f_1 war.

Anders steht es mit der Stabilität der Zustände. Da sich f_2 infolge des geringen Frequenzunterschiedes nicht innerhalb einer Periode von f_1 aufschaukeln kann (ebensowenig f_1 innerhalb einer f_2-Periode), so kommen zunächst Schwingungen zweiter Art für eine gleichzeitige Erregung überhaupt nicht in Betracht, d. h. $\mathfrak{E}_{st1} < E_s/2$; $\mathfrak{E}_{st2} < E_s/2$. Wir nehmen nun z. B. an, die Steuerspannungen von f_1 und f_2 seien ohne die jeweilig andere Schwingung gleich ein Viertel der Sättigungsspannung; die beiden Rückkopplungen sind also gleich, ebenso sollen die Dämpfungen der Arbeitskreise gleich sein; der Arbeitspunkt liegt auf der Mitte der Kennlinie. Beim Einschalten des Anodenstromes erregt sich dann die höhere Frequenz f_2 zuerst, weil sich der kleinere Kondensator schneller auflädt als der größere. Wenn sich aber f_2 einmal aufgeschaukelt hat, kann sich f_1 überhaupt nicht mehr erregen, weil f_2 die Steilheit für f_1 in jeder Periode ändert. Die zum Anschwingen erforderliche Steilheit ist nur während des kurzen Augenblicks vorhanden, wenn der Anodenstrom i_{a2} die Mitte der Charakteristik durchläuft. Wird anderseits f_1 zunächst erregt, z. B. durch Kurzschließen von C_2, und dann f_2 wie oben eingestellt, so kann sich auch f_2 nicht erregen, weil sich die höhere Schwingung auch nicht in einer f_1-Periode aufschaukeln kann. Wird nun f_2 so stark rückgekoppelt, daß sie sich auch an den Stellen der geringsten Steilheit, nämlich im positiven oder negativen Maximum der Steuerspannung $\mathfrak{E}_{st1}$ erregen kann, so treten sofort Schwingungen zweiter Art für die höhere Frequenz auf und f_1 wird tot gemacht. Beide Schwingungen stabil und gleichzeitig zu erregen ist also nicht möglich (vgl. Barkhausen [1]).

Bei Tonfrequenz hört man manchmal in einem im Anodenkreis liegenden Telephon, daß im Augenblick des Überganges von einem Schwingungsvorgang auf den wie auch schon Barkhausen (1) angegeben hat. Dies erklärt sich daraus, daß bei loser Rückkopplung beider Schwingungen die wirksame Dämpfung der Kreise sehr gering ist, so daß das Aufschaukeln der einen Schwingung und das Abklingen der anderen bei Tonfrequenz einige Sekunden dauern kann. Von einer gleichzeitigen stabilen Erregung kann dabei keine Rede sein. Eine Verschiebung des Arbeitspunktes nach dem oberen oder unteren Knick der

Charakteristik — bisher wurde immer die Mitte angenommen — wirkt insofern verbessernd, als die größte Steilheit für f_2 längere Zeit während einer f_1-Periode vorhanden ist, so daß das Umspringen von der einen zur anderen Frequenz bei etwas loserer Rückkopplung von f_2 erfolgen kann. Andererseits wird dadurch das Frequenzverhältnis, bei dem sich gerade noch beide Schwingungen stabil aufrecht erhalten lassen, etwas herabgesetzt. Ganz allgemein kann gesagt werden, daß eine einmal bestehende Schwingung um so schwerer von einer anderen tot gemacht werden kann, je stärker die Rückkopplung der ersteren ist. Die Rückkopplung der zweiten noch nicht vorhandenen Schwingung muß um ein vielfaches stärker sein als die der ersten, schon bestehenden Schwingung.

Sind nun bei einer Dreielektrodenröhre in der normalen Schaltung mit zwei Kreisen überhaupt zwei benachbarte Schwingungen möglich? Nach dem bisher Gesagten nicht, denn sobald die Rückkopplung der höheren Schwingung so groß ist, daß ihre Rückkopplungsgleichung in allen Teilen der f_1-Periode erfüllt ist, kann die Schwingung der niederen Frequenz nicht mehr bestehen bleiben, wenn nicht für f_2 eine Begrenzung eingeführt wird, die schon vor der normalen Strom- und Spannungsbegrenzung einsetzt. Es gibt hier praktisch nur eine Möglichkeit, nämlich die Anordnung durch Einführung hochohmiger Schaltelemente gitterstromempfindlich zu machen. Dies kann z. B. dadurch geschehen, daß die Selbstinduktivität der niederfrequenten Gitterspule höher gewählt wird, als zur normalen Selbsterregung ausreicht. Dadurch entsteht an $\mathfrak{R}_{g1}$ ein nacheilender Spannungsabfall $L_{g1} \cdot di_{g2}/dt$, der dämpfend wirkt und die Amplitude von f_2 begrenzt. Die dämpfende Wirkung kann durch Aenderung der Gittergleichspannung oder der Selbstinduktivität L_{g1} der Gitterspule reguliert werden. Bei zu hoher Dämpfung kann die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung so groß werden, daß keine Schwingung mehr entstehen kann, während bei zu geringer Dämpfung noch ein Umspringen von der einen auf die andere Frequenz stattfindet.

Es kommt also im wesentlichen darauf an, bei loser Rückkopplung der tiefen Frequenz ($\mathfrak{E}_{st1} < E_{s/2}$) und stärkerer Rückkopplung der höheren Schwingung (etwa $E_s > \mathfrak{E}_{st2} > E_{s/4}$) die höhere Frequenz zu dämpfen. Die Arbeitskreise können dabei schwach gedämpft sein; ebenso kann die Gitterspule für f_1 niedrigohmig gehalten werden.

b) 2. Experimentelle Untersuchungen.

Es wurde wieder die normale Schaltung mit zwei Kreisen im Anodenstrom (Fig. 20) verwendet. Zunächst gelang es praktisch in keiner Weise, beide Schwingungen gleichzeitig zu erhalten, wenn die Gitterwiderstände niedrigohmig gehalten wurden. Es fand selbst bei losester Rückkopplung stets ein Umspringen statt, wobei, wie bereits erwähnt, die Rückkopplung der einmal vorhandenen Schwingung viel schwächer sein konnte, als die der anderen. Die folgenden Aufnahmen gleichzeitiger Erregung sind daher im wesentlichen bei hoher Induktivität der Gitterspule L_{g1} ausgeführt. Die Spulen wurden meist gleichartig gewählt, so daß auch der Arbeitskreis stark gedämpft war, da für Tonfrequenz keine Spulen von größerem Ausmaß zur Verfügung standen.

Die Aufnahmen 42a bis i zeigen bei einem Versuch mit zwei Tonschwingungen ($f_1 : f_2 = 1 : 4$) die wichtigsten Ströme und Spannungen. Die Versuchsdaten sind aus beiliegender Tabelle zu ersehen; die Amplituden ergeben sich aus den mitphotographierten Maßstäben. Als Bezugskurve ist stets der Anodenstrom aufgenommen, da der Oszillograph nur zwei Schleifen enthielt. Besonders stark tritt die Gitterstrombegrenzung hervor; sobald die Belastung des Gitterkreises aufhört, wird die Gitterspannung sehr schnell negativ und der Anodenstrom sinkt rasch bis auf Null herunter, wie die Abnahme der Strichstärke in den Oszillogrammen zeigt.

Bemerkungen zu den Aufnahmen von Fig. 42.

$\mathfrak{R}_1^{\prime} = 11130$ Ohm	$\mathfrak{R}_{g1}^{\prime} = 3870$ Ohm	} für f_2
$\mathfrak{R}_2^{\prime} = 388$ „	$\mathfrak{R}_{g2}^{\prime} = 374$ „	
$\mathfrak{R}_2^{\prime\prime} = 1270$ „	$\mathfrak{R}_{g1}^{\prime\prime} = 16440$ „	} für f_1
$\mathfrak{R}_1^{\prime\prime} = 5850$ „	$\mathfrak{R}_{g2}^{\prime\prime} = 1575$ „	

Wirkungsgrad (Größenordnung).

Röhre $0{,}021 \cdot 400 = 8{,}4$ Watt.
Kreis I $0{,}04^2 \cdot 1015 = 1{,}6$ Watt.
Kreis II $0{,}059^2 \cdot 110 = 0{,}38$ Watt.
I + II 2 Watt.

$$\eta_{ges} \approx 24\,\%$$

Die Abweichungen des Anodenstromes von der Gitterspannung (d) sind nicht allein auf den Unterschied der Frequenzabhängigkeit der Meßschleifen oder auf die Strombegrenzung zurückzuführen, sondern entstehen besonders durch die Rückwirkung der phasenverschobenen Anodenwechselspannung ($D \cdot \mathfrak{E}_a$). Bemerkenswert ist die Aufnahme b (e_{a1}); i_{g2} erzeugt hier an $\mathfrak{R}_{g1}$ einen nacheilenden Spannungsabfall von ziemlicher Größe, der die hohe Frequenz beträchtlich dämpft, wodurch erst die gleichzeitige Erregung möglich wird. Die höhere Schwingung wird von der tieferen moduliert, obwohl die Anodenspannung noch nicht voll ausgesteuert wird.

Bei den weiteren Aufnahmen Fig. 43a bis f liegen die Frequenzen noch näher zusammen. Das Verhältnis $f_1 : f_2$ ist hier gleich 1 : 1,82. Die Röhre arbeitet für die tiefere Schwingung f_1 stark überspannt, so daß die bekannte Einsattelung im Anodenstrom auftritt und die 2. Harmonische von f_1 stark ausgeprägt ist. Letztere ergibt mit f_2 Schwebungen, wobei $f_s = 2 \cdot f_1 - f_2 = 18$ Schwebungen je Sekunde. f_1 überwiegt bei diesem Versuch, während bei den folgenden Aufnahmen 44a bis c die höhere Schwingung f_2 stärker ausgeprägt ist. f_1/f_2 ist hier gleich 1/1,6. Obwohl die höhere Schwingung aus der Aufnahme kaum zu erkennen, konnte die Frequenz über ein Verstärkerrohr mit einem Zungenfrequenzmesser festgestellt werden. Dabei wurde die Rückwirkung auf den Arbeitskreis durch entsprechend negative Vorspannung des Zwischenrohres vermieden.

Die Fig. 45a und b zeigen noch zwei Aufnahmen bei etwas höherem Frequenzunterschied ($f_1/f_2 = 1/11$), wobei die Spannungen sich mehr der Sinusform nähern. f_1 war lose, f_2 stark rückgekoppelt; die höherfrequente Anodenwechselspannung hat trotzdem eine kleine Amplitude, da $\mathfrak{R}_{a2}$ entsprechend klein war. Die Gitterstoßschwingung ist bei dieser Aufnahme auch zu erkennen.

Die Aufnahme 46 stellt noch einen besonderen Fall dar, der z. T. schon im Abschnitt IV Kap. 3 behandelt wurde. Sobald f_2/f_1 größer wird (z. B. > 10), treten bei gitterstromempfindlichen Schaltungen, also besonders bei Verwendung hochohmiger Schaltelemente, die verschiedensten Erscheinungen auf. Beispielsweise setzt bei stärkerer Rückkopplung von f_1 die höherfrequente Schwingung teilweise aus,

f_2 entsteht dann besonders stark in den gitterstromlosen Zeiten; die Gitterspannung, bzw. der Anodenstrom werden dabei mit größerer Geschwindigkeit durchlaufen, wie die kaum erkennbaren Linien und das Hinausschießen der Meßschleifen über die Nullinie andeuten. Bei festen Rückkopplungen von f_1 und f_2 entstehen stehende Bilder (im Oszillographen), bei loseren Kopplungen werden sie beweglich. Im ersteren Falle bildet sich f_2 als eine erzwungene harmonische von f_1 aus, im zweiten Falle ist das Verhältnis von f_2 zu f_1 nicht mehr ganzzahlig.

Beim Uebergang vom einen auf den anderen Zustand können labile Zustände auftreten, in denen bei geringster Veränderung irgendeiner Größe sprunghafte Aenderungen des Aussehens der Amplitude hervorgerufen werden.

Zum Schluß seien noch zwei Aufnahmen (47 a und b) wiedergegeben, bei denen die zuletzt genannten Zustände innerhalb kleiner kritischer Grenzen stabil waren. f_2 erreicht hier in einer Niederfrequenzperiode regelmäßig wiederkehrende verschiedene Amplituden. Es lassen sich dabei die verschiedensten Bilder einstellen. Ganz merkwürdig ist z. B. die zweite Aufnahme 47 b, in der noch eine dritte regelmäßig wiederkehrende Kombination enthalten ist. Die höherfrequente Schwingung kann auch nur aller ein bis zwei f_1-Perioden entstehen; letztere Erscheinung haben bereits Mauz u. Zenneck bei Hoch- und Tonfrequenz (2) mit dem Braun'schen Rohr im rotierenden Spiegel festgestellt (bei Verwendung hochohmiger Schaltelemente für f_1). Ganz allgemein treten solche unregelmäßigen Erscheinungen bei großer Dämpfung der Arbeitskreise und hoher Induktivität der Gitterspule auf.

V. Anwendungen.

1. Erzeugung zweier Schwingungen in einem Rohr.

Nach den Ergebnissen von Kap. IV ist kaum anzunehmen, daß die Erzeugung zweier Schwingungen in einem Rohr jemals praktische Bedeutung haben wird. Bei hohem Frequenzunterschied ist die höhere Frequenz zu stark moduliert, bei kleinerem Unterschied wird der Wirkungsgrad zu gering. Im ersteren Falle wäre die Zwischenschaltung mehrerer Siebkreise erforderlich, im letzteren eine Verstärkung. Aber selbst für die Mehrfach-Tontelegrafie, wo durch Zwischenschaltung von belastungsfrei arbeitenden Verstärkern keine Rückwirkung stattfindet, ist die obige Methode kaum anzuwenden, da die Frequenz viel stärker von Heiz- und Anodenspannung abhängig ist, als bei Erzeugung einer Schwingung.

Auch für Meßzwecke wird man zweckmäßiger zwei Rohre anstelle eines Rohres und mehrerer Siebkreise anwenden. Die reine Erzeugung von zwei Schwingungen mit einem Rohr kommt also praktisch selten vor.

2. Modulation einer Hochfrequenz (2).

Infolge Strom- und Spannungsbegrenzung tritt bei Erregung zweier Schwingungen eine Modulation der höheren Frequenz auf. Mauz u. Zenneck haben daher einen selbsterregten Tonsender vorgeschlagen und einige praktische Ergebnisse veröffentlicht (2). Eine reine Modulation findet nur bei losen Rückkopplungen beider Schwingungen statt. Aus zweierlei Gründen empfiehlt es sich, im oberen Teil der Anodenkennlinie zu arbeiten. Einmal wird die niederfrequente Anodenwechselspannung gerade positiv, wenn die hochfrequenten Schwingungen ihren optimalen Wert erreichen, andererseits gibt die Verlegung des Arbeitspunktes an den unteren Knick zu Instabilitäten Anlaß (C-Bereich usw.). Die Behauptung von Mauz u. Zenneck, daß sich im wesentlichen nur im oberen Teil (über der Mitte) der Kennlinie stabile Modulationsbilder erzielen lassen, wird also bestätigt, jedoch sind auch Ausnahmen möglich, wie die in dieser Arbeit aufgenommenen Oszillogramme (Fig. 28, 29, 30, 36) zeigen.

Die notwendige Bedingung dafür, daß sich auch im unteren Teil der Kennlinie möglichst stabile Modulationsbilder ergeben, ist im wesentlichen eine geringe Aussteuerung der Anodenspannung durch den niederfrequenten Anodenstrom. Dann bleibt auch der Wirkungsgrad verhältnismäßig gut.

Selbst bei Röhren mit größerem Durchgriff, wo der Instabilitätsbereich in der Mitte der Kennlinie liegt, bleiben die Zustände noch stabil, wenn der Arbeitspunkt möglichst in den unteren Teil der Kennlinie gelegt wird.

3. Wilde Schwingungen.

Das Auftreten von wilden Schwingungen ist besonders bei größeren Röhrensendern sehr gefürchtet, da meistens eine Zerstörung der Röhren erfolgt. Infolge ihres schnellen Wachstums machen sie oft eine bestehende Schwingung tot, besonders wenn die Rückkopplung für letztere ziemlich schwach eingestellt ist. Ueber ihre Beseitigung siehe Barkhausen: Elektronenröhren (13). Auch werden die Sender und die Senderäume oft mit Kupferblech ausgeschlagen, um einen dämpfenden Einfluß auf die schnellen Schwingungen auszuüben.

Es kommen jedoch auch Fälle vor, wo beide Schwingungen, die beabsichtigte Sendewelle und die wilde Schwingung, gleichzeitig nebeneinander bestehen können. Verfasser konnte selbst bei Entwicklung von größeren Röhrensendern*) solche Zustände beobachten. Es hat sich gezeigt, daß dies nur bei Verlegung des Arbeitspunktes an den oberen oder unteren Knick der Anodenkennlinie eintritt. Die Steuerspannung der wilden Schwingung kann dabei viel größer sein als diejenige der Sendeschwingung. Die Bestätigung ergibt sich aus den oszillographischen Aufnahmen der Figuren 29 bis 32. Die Erklärung liegt im wesentlichen in der viel längeren Abklingzeit der tiefen Frequenz und in der Mittelwertsbildung des Anodenstromes für f_1.

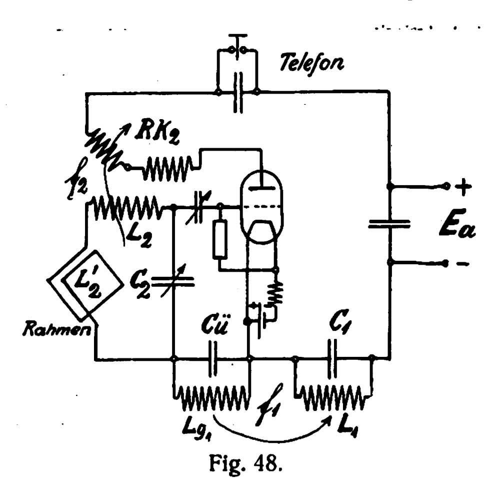


Fig. 48.

4. Pendelrückkopplung nach Armstrong.

Das Prinzip der Pendelrückkopplung nach Armstrong beruht bekanntlich darauf, ein rückgekoppeltes Audion einige

*) 1924/25 bei Firma Huth, Berlin.

tausendmal in der Sekunde über die Schwinggrenze zu bringen (Näheres s. z. B. 14). Das jedesmalige Anschwingen ist dann proportional der Fernerregung. Die Erfolge mit einer solchen Anordnung sind bei geeigneter Einstellung verblüffend. Es konnte z. B. in Dresden mit einem kleinen Rahmen ohne Erdanschluß Fernempfang auswärtiger Rundfunksender bei Verwendung nur eines Rohres am Lautsprecher durchgeführt werden.

Die Pendelrückkopplung kann durch Aufdrücken einer Wechselspannung im Gitterkreis, im Anodenkreis oder in beiden gleichzeitig erfolgen. Hier interessiert besonders die letztere Methode, wobei die Hilfsfrequenz mit dem gleichen Empfangsrohr erzeugt wird (siehe Schaltung Fig. 48). Es muß nur dafür Sorge getragen werden, daß keine niederfrequenten Schwingungen zweiter Art auftreten, da sonst praktisch ein starkes Rauschen und Pfeifen einsetzt. Beide Rückkopplungen müssen also ziemlich lose sein. Die niederfrequente Rückkopplung kann z. B. durch einen kleinen Drehkondensator parallel zur Rückkopplungsspule reguliert werden, während die Feineinstellung der hochfrequenten Steuerspannung dadurch geschehen kann, daß ein Teil der Rückkopplungswindungen fest angeordnet wird, der andere Teil dagegen als Variometer ausgebildet ist. Es sei noch bemerkt, daß hier Reiß- und Fehlbereiche (s. Reißdiagramm im Anhang) ebenso ungünstig wirken wie beim Telefoniesender.

Trotz der Erfolge hat sich das Prinzip kommerziell infolge der Labilität der günstigsten Zustände nicht ausnutzen lassen, obwohl es für extrem kurze Wellen sehr aussichtsreich wäre.

5. Reflexschaltungen, Tropadynempfänger.

Bei einer Reihe von Empfangsschaltungen werden zwar nicht zwei Schwingungen gleichzeitig selbsterregt, jedoch entweder die eine erregt und die andere verstärkt oder beide verstärkt; in letzterem Falle auch unter Anwendung von Dämpfungsverminderung für die eine Schwingung. Solche Anordnungen werden in der Rundfunktechnik viel verwendet und sind in Amateur- und Fachkreisen zur Genüge erörtert worden.

Zusammenfassung.

Es wurden zunächst Schwingungen f_2 betrachtet, die neben einer rückgekoppelten Schwingung f_1 entstehen können und selbst nicht durch Rückkopplung erregt werden.

1. In der normalen Rückkopplungsschaltung kann die Grundfrequenz beim Aussetzen des Gitterstromes eine abklingende Schwingung hervorrufen, wenn die Selbstinduktivität des Gitterkreises groß ist und die Eigenkapazität der Gitterspule merklich wird. Diese Schwingung wurde Gitterstoßschwingung genannt.

2. Eine weitere Schwingung f_2 von ungleichmäßiger Amplitude kann dadurch erregt werden, daß die Grundschwingung f_1 den Arbeitspunkt für f_2 in das Gebiet fallenden Gitterstromes verschiebt. Bei gutem Vakuum liegt der günstigste Arbeitspunkt bei stark positiver, bei schlechtem Vakuum bei schwach negativer Gitterspannung.

3. Die Amplituden dieser Störschwingungen können durch absichtliche oder unabsichtliche Dämpfungsverminderung vergrößert werden.

Allgemein treten diese Störschwingungen nur dann merklich auf, wenn die Schaltelemente teilweise hochohmig, bzw. abnormal gehalten werden.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit der gleichzeitigen Erregung zweier rückgekoppelter Dauerschwingungen. Bei großem Frequenzunterschied ist die äußere Rückwirkung der Kreise praktisch gleich Null. Für die Amplitude der höheren Frequenz gilt in jedem Augenblick die Rückkopplungsgleichung, wobei die niedere Frequenz die wirksame Gitter- und Anodenspannung für f_2 ändert. Die höherfrequente Schwingung ist daher stets im Rhythmus der niederen doppelt beeinflußt. Für die Amplitude der niederen Frequenz ist der im Anodenstrom enthaltene sinusförmige Anteil der Grundfrequenz maßgebend, der im Gegensatz zur Erregung einer Schwingung infolge Mittelwertsbildung meist stark von dem Werte abweicht, der der Steuerspannung für f_1 entspricht. Die bei verschiedener Aussteuerung der beiden Frequenzen möglichen Beziehungen wurden an schematischen Grenzfällen erläutert und experimentell bestätigt. Unregelmäßige Erscheinungen und Störschwingungen wurden eingehend erörtert.

Rücken die beiden Frequenzen näher zusammen, so liegen auch ihre Aufschaukel- und Abklingzeiten in derselben Größenordnung. Bei schwach gedämpften Kreisen ist dann eine gleichzeitige stabile Erregung nicht mehr möglich. Wenn sich auch beim Einschalten im ersten Augenblick beide Frequenzen erregen, so bleibt doch bald nur diejenige der beiden Frequenzen übrig, welche sich schneller aufschaukelt. Das gilt ganz allgemein, wenn der Frequenzunterschied gering und der Zustand der Röhre unterspannt ist; sobald jedoch die Röhre durch teilweise Einführung hochohmiger Schaltelemente überspannt arbeitet, sind auch bei ganz geringem Frequenzunterschied stabile Zustände möglich, wie die zahlreichen experimentellen Aufnahmen dieser Arbeit zeigen.

Zum Schluß werden einige praktische Anwendungen in der Sende- und Empfangstechnik angeführt und erläutert.

Literaturverzeichnis.

1. H. Barkhausen, Elektronenröhren II. Band, § 18c S. 85.
2. E. Mauz und J. Zenneck, Der Röhrentonsender mit Selbststeuerung, Jahrb. der drahtl. Telegr. Bd. **21**, S. 22—30, 1923.
3. K. Heegener, Jahrb. der drahtl. Telegr. Bd. **22**, S. 73, 1923.
4. E. Armstrong, On Superregeneration. Proceedings of the Inst. of Radio Eng. Vol. **10**, S. 244, 1922.
5. E. Alberti und G. Zickner, Kurvenform und Phase der Schwingungen im Röhrensender, Jahrb. der drahtl. Telegr. Bd. **19**, S. 27, 1922.
6. N. Papalexi, Ann. der Physik **39**, S. 976, 1912.
7. Georg Joos, Ueber den Stromverlauf in einem Wechselstromkreis mit Selbstinduktion usw., Jahrb. Bd. **19**, S. 109, 1922.
8. H. Lange, Ueber die Sekundärstrahlung in Elektronenröhren, Jahrb. der drahtl. Telegr. Bd. **26**, S. 38, 1925.
9. H. Barkhausen, Elektronenröhren I. Bd. § 24b, S. 122.
10. H. Barkhausen, Wie weit kann man bei Elektronenröhren usw., Jahrb. der drahtl. Telegr. Bd. **21**, S. 198, 1923.
12. H. Barkhausen, Elektronenröhren II. Band § 17c S. 78.

(Eingegangen am 14. Oktober 1927.)



Anhang.

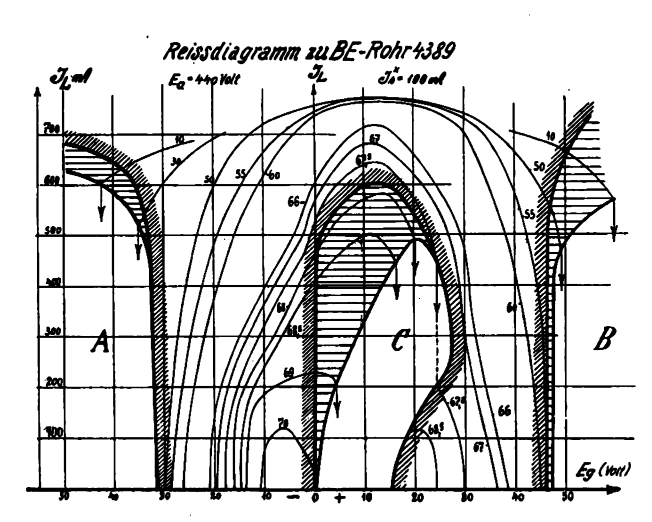


Fig. 49 Reißdiagramm zu *BE*-Rohr 4389.

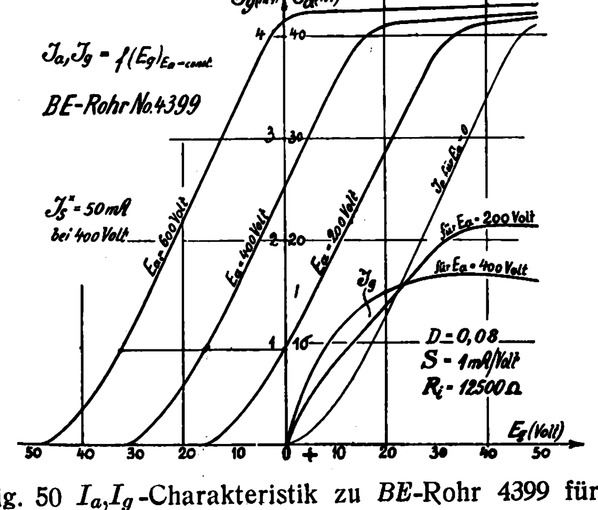


Fig. 50 I_a, I_g-Charakteristik zu *BE*-Rohr 4399 für $I_s =$ 50 mA.

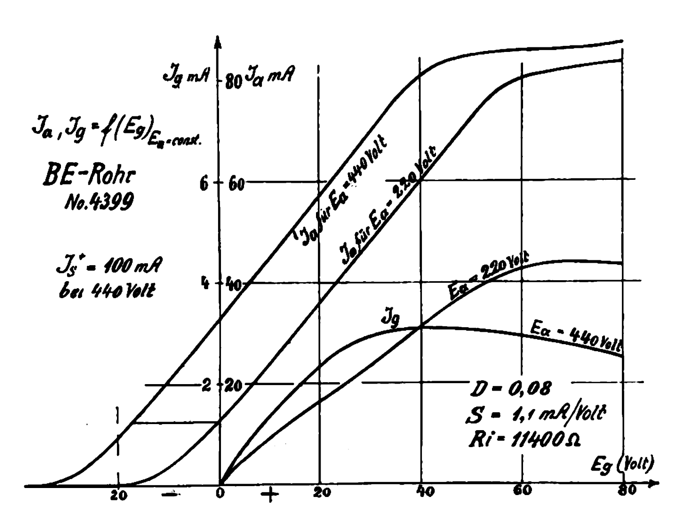


Fig. 51 dasselbe wie 50 für $I_s = 100$ mA.

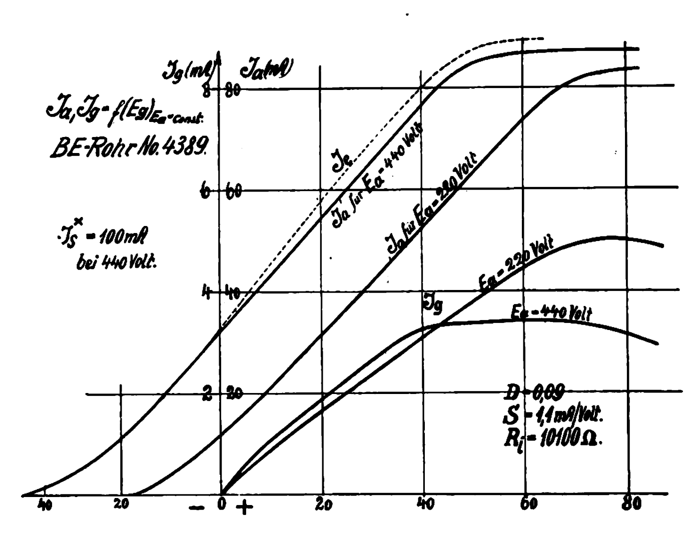


Fig. 52 Charakteristiken zu *BE*-Rohr 4389.

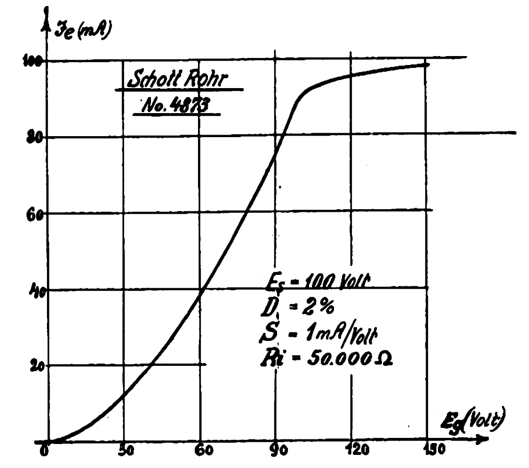


Fig. 53 Emissionskennlinie zum Schottrohr 4873.

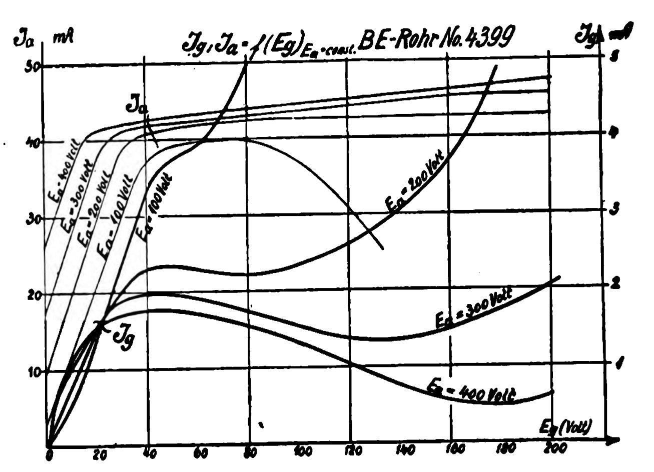
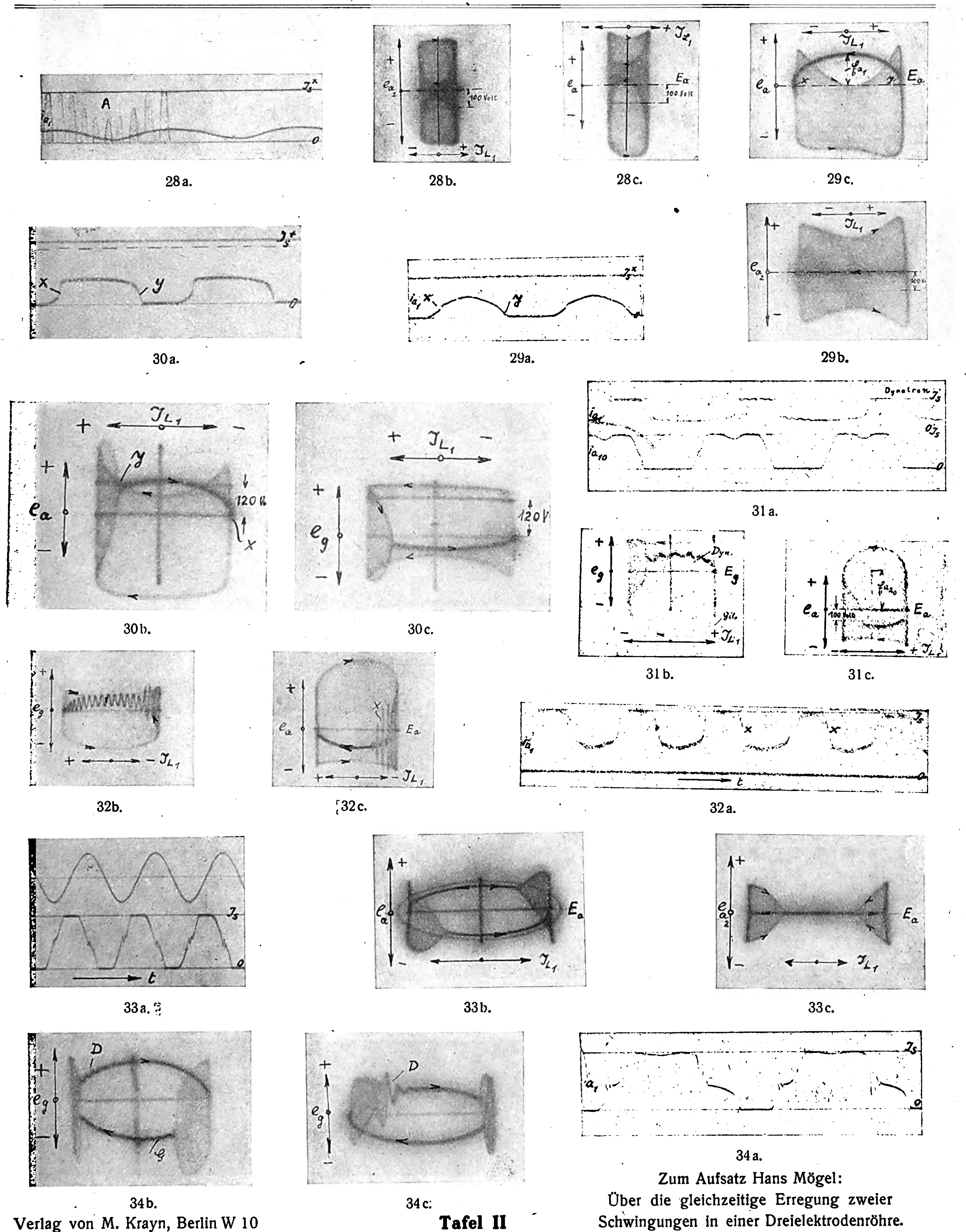


Fig. 54 Fallende Gitterstrom-Kennlinien zu *BE*-Rohr 4399 für $I_s = 50$ mA.



28a. 28b. 28c. 29c.

30a. 29a. 29b.

30b. 30c. 31a.

31b. 31c.

32b. 32c. 32a.

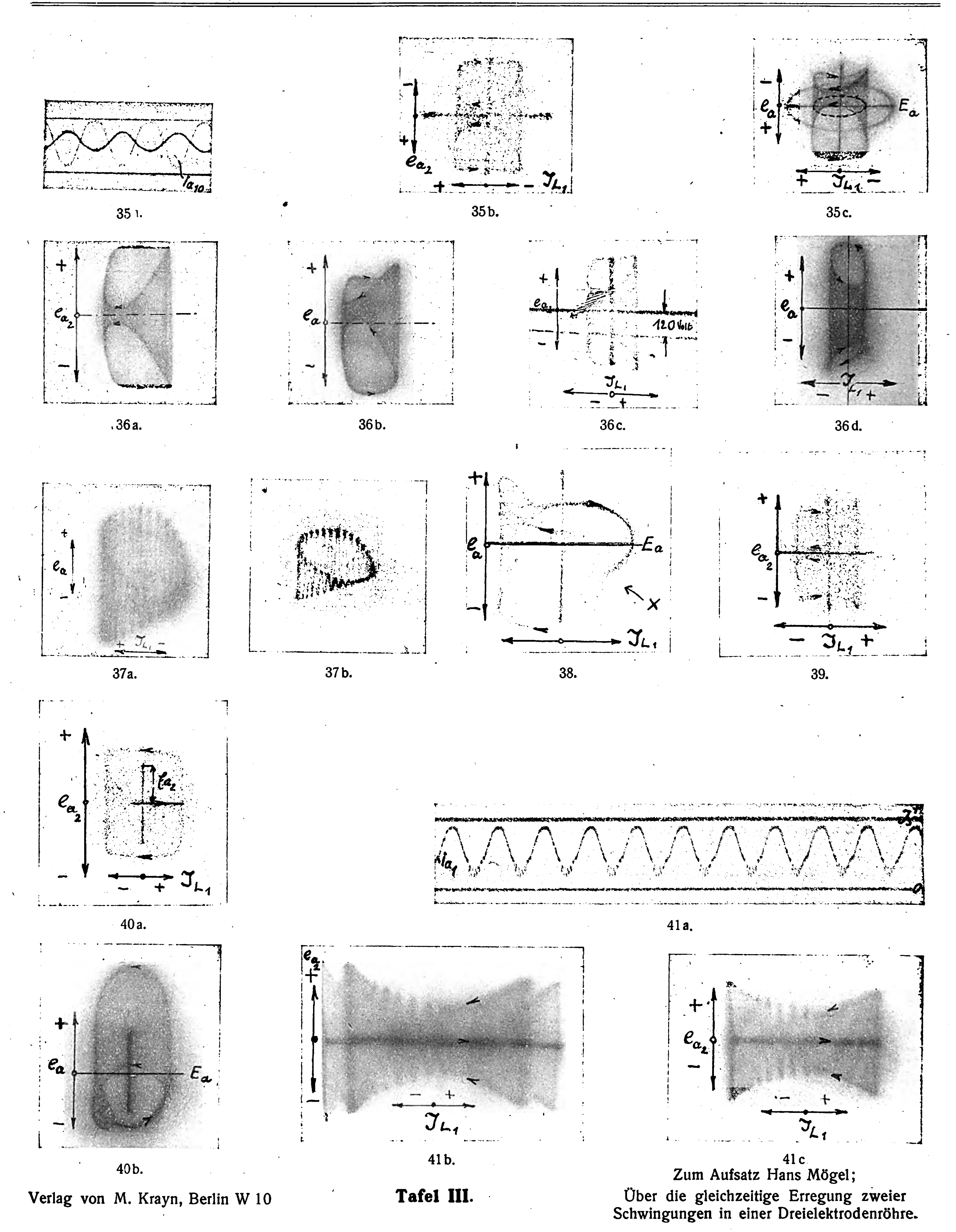
33a. 33b. 33c.

34b. 34c. 34a.

Zum Aufsatz Hans Mögel:
Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre.

Tafel II

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10



Tafel III.

Zum Aufsatz Hans Mögel;
Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

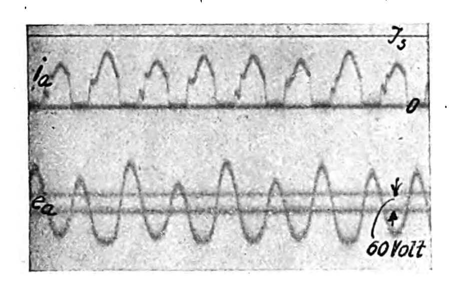


Fig. 44a.

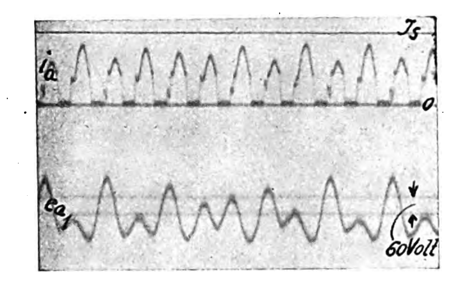


Fig. 44b.

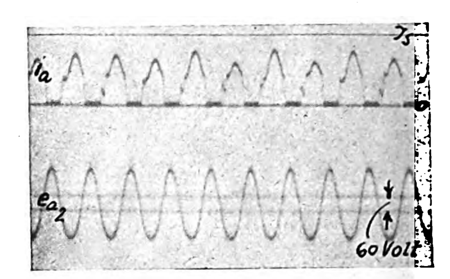


Fig. 44c.

$f_1 = 100$ Hertz
$f_2 = 160$ Hertz



$E_a = 440$ Volt
$E_g = -17$ Volt

$J_s^+ = 95$ Volt

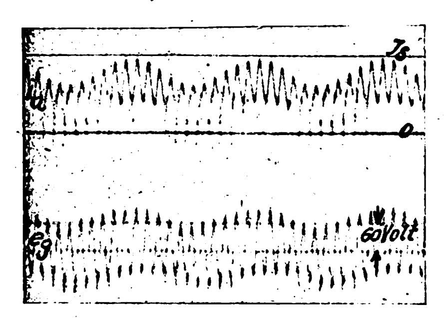


Fig. 45a.

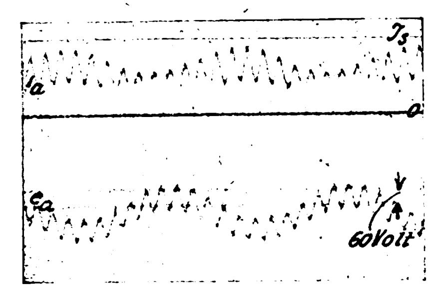


Fig. 45b.

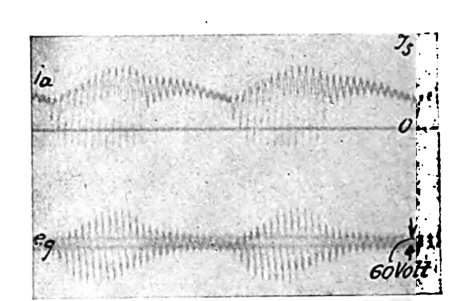


Fig. 46.

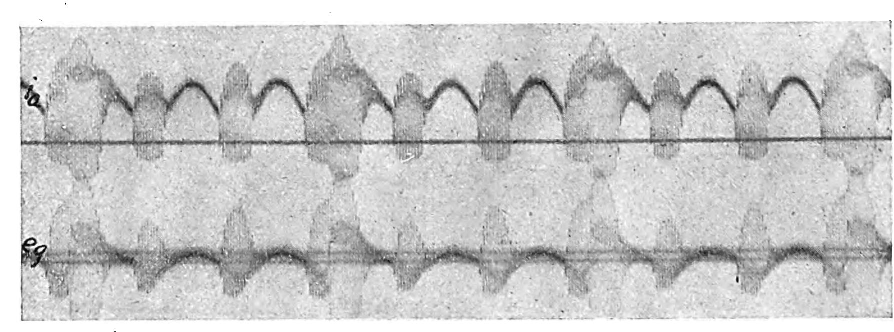


Fig. 47a.

$f_1 = 66$ Hertz

$f_2 = 1600$ Hertz

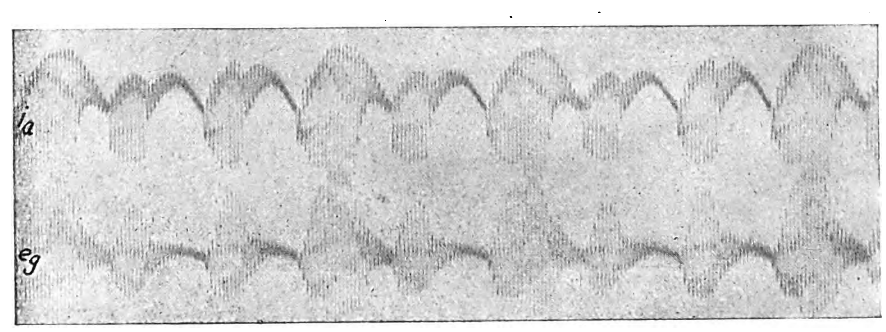


Fig. 47b.

Verlag von M. Krayn, Berlin W 10

Tafel V.

Zum Aufsatz Hans Mögel:
Über die gleichzeitige Erregung zweier Schwingungen in einer Dreielektrodenröhre.

Analyse einer Elektrischen Schaltung für das Kondensatormikrophon.

Von A. J. Jakowleff, Moskau.

In Fig. 1 ist eine elektrische Schaltung für das Kondensatormikrophon dargestellt; darin bedeutet E die Batterie, R der Ohmsche Widerstand und C das Kondensatormikrophon. Es soll in dieser Arbeit das Gesetz für die Aenderung der Stromstärke i in Abhängigkeit von der Kapazitätsänderung C des Mikrophons abgeleitet werden.

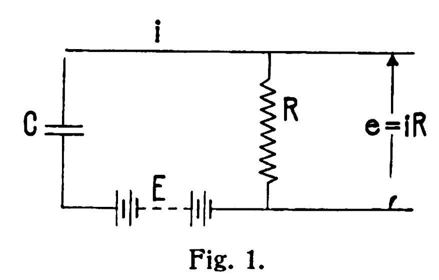


Fig. 1.

Für die Schaltung gemäß Fig. 1 erhalten wir nach dem zweiten Kirchhoffschen Gesetz die Differentialgleichung

$$iR + \frac{1}{C}\int i\,dt = E \tag{1}$$

Wir setzen voraus, daß die Kapazitätsänderung durch die Formel

$$C = \frac{S}{4\pi(d_o + d_1 \cdot \sin\omega t)} \tag{1a}$$

ausgedrückt wird, worin bedeutet:

S = die Membranfläche in cm²;

d_o = den Abstand in cm zwischen der Membran und der festen Belegung im Ruhestand; und

d_1 = die Amplitude der Membranablenkung in cm, die durch den veränderlichen Schalldruck erzeugt wird.

Aus der Gleichung (1 a) erhalten wir

$$\frac{1}{C} = \frac{4\pi d_o}{S} + \frac{4\pi d_1}{S} \cdot \sin\omega t = \frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_1} \cdot \sin\omega t$$

wo

$$C_o = \frac{S}{4\pi d_o} \tag{1b}$$

und

$$C_1 = \frac{S}{4\pi d_1} \tag{1c}$$

Zur Vereinfachung und besseren Uebersicht setzen wir ein

$$\int i\,dt = q \quad \text{und} \quad i = \frac{dq}{dt}$$

Dann lautet die Gleichung (1)

$$\frac{dq}{dt} + \left(\frac{1}{C_o R} + \frac{1}{C_1 R} \cdot \sin\omega t\right) q = \frac{E}{R} \tag{2}$$

Die Gleichung (2) werden wir durch die Methode der stufenweisen Näherungen lösen, wozu wir einsetzen

$$q = q_o + Q_1$$

Dies erlaubt die Gleichung (2) durch folgende zwei Gleichungen darzustellen:

$$\frac{dq_o}{dt} + \frac{q_o}{C_o R} = \frac{E}{R} \tag{3}$$

$$\frac{dQ_1}{dt} + \frac{Q_1}{C_o R} + \frac{Q_1}{C_1 R} \cdot \sin\omega t = -\frac{q_o}{R C_1} \cdot \sin\omega t \tag{4}$$

Das Integral der Differentialgleichung (3) ist

$$q_o = EC_o + K \cdot e^{-\frac{t}{C_o R}} \tag{5}$$

wo K die Integrationskonstante bedeutet. Für große Werte von t verschwindet das zweite Glied der Gleichung (5) und diese nimmt für den stationären Zustand die Form an

$$\underline{q_o = E C_o} \tag{6}$$

Setzen wir zwecks weiterer Näherung

$$Q_1 = q_1 + Q_2$$

so können wir die Gleichung (4) durch folgende Gleichungen darstellen:

$$\frac{dq_1}{dt} + \frac{q_1}{C_o R} = -\frac{q_o}{C_1 R} \cdot \sin\omega t \tag{7}$$

$$\frac{dQ_2}{dt} + \frac{Q_2}{C_o R} + \frac{Q_2}{C_1 R} \cdot \sin\omega t = -\frac{q_1}{C_1 R} \cdot \sin\omega t \tag{8}$$

Das Integral der Differentialgleichung (7) ist, wenn der Wert von q_o aus der Gleichung (6) eingesetzt wird,

$$q_1 = -\frac{E C_o \cdot \cos(\omega t + \varphi_1)}{\omega C_1 \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C_o}\right)^2}} + K_1 \cdot e^{-\frac{t}{C_o R}} \tag{9}$$

wo K_1 die Integrationskonstante ist und

$$tg\,\varphi_1 = \frac{1}{\omega C_o R} \tag{9a}$$

Für große Werte von t verschwindet das zweite Glied der Gleichung (9) und diese nimmt die Form an

$$\underline{q_1 = -\frac{E C_o}{\omega C_1 Z_1} \cos(\omega t + \varphi_1)} \tag{10}$$

wo

$$Z_1 = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C_o}\right)^2} \tag{10a}$$

Setzen wir weiterhin

$$Q_2 = q_2 + Q_3$$

so erhalten wir entsprechend den vorhergehenden Rechnungen für den stationären Zustand

$$\underline{q_2 = -\frac{E C_o \cos(2\omega t + \varphi_1 + \varphi_2)}{4\omega^2 \cdot C_1^2 \cdot Z_1 \cdot Z_2} - \frac{E C_o^2}{2 C_1^2 \omega Z_1} \sin\varphi_1} \tag{11}$$

$$\text{dabei ist } Z_2 = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{2\,\omega\,C_o}\right)^2} \tag{11a}$$

$$\text{und } tg\,\varphi_2 = \frac{1}{2\,\omega\,C_o\,R} \tag{11b}$$

Entsprechend erhalten wir, wenn wir setzen

$$Q_3 = q_3 + Q_4$$

für den stationären Zustand

$$\begin{aligned} q_3 = &- \frac{E\,C_o \cdot \cos(3\,\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3)}{24\,\omega^3 C_1^3 \cdot Z_1 \cdot Z_2 \cdot Z_3} \\ &- \frac{E\,C_o \cos(\omega\,t + 2\varphi_1 + \varphi_2)}{8\,\omega^3\,C_1^3 \cdot Z_1^2 \cdot Z_2} \\ &- \frac{E\,C_o^2 \cdot \sin\varphi_1}{2\,\omega^2\,C_1^3 \cdot Z_1^2} \cos(\omega\,t + \varphi_1) \end{aligned} \tag{12}$$

worin

$$Z_3 = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{3\,\omega\,C_o}\right)^2} \tag{12a}$$

und

$$tg\,\varphi_3 = \frac{1}{3\,\omega\,C_o R} \tag{12b}$$

und K_3 die Integrationskonstante ist.

In der Gleichung (12) ist das zweite und das dritte Glied sehr klein im Vergleich mit q_1 (siehe Gleichung [10]), weshalb diese Glieder vernachlässigt werden können.

Bei weiterer Durchführung dieses Näherungsverfahrens erhalten wir schließlich als annäherndes Integrat der Differentialgleichung (2):

$$q = q_o + q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + \ldots\ldots =$$

$$= E\,C_o - \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{E\,C_o \cos(n\,\omega\,t + \varphi_1 + \varphi_2 + \ldots.\varphi_n)}{2^{n-1} \cdot n\,!\,\omega^n \cdot C_1^n \cdot Z_1 \cdot Z_2 \ldots. Z_n} - A \tag{13}$$

wo

$$Z_n = \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{n\,\omega\,C_o}\right)^2} \tag{13a}$$

und

$$tg\,\varphi_n = \frac{1}{n\,\omega\,C_o\,R} \tag{13b}$$

und A die Summe der konstanten Glieder ist, die wie das zweite Glied der Gleichung (11) erhalten werden.

Das Integral der Differentialgleichung (1) ist somit

$$i = \frac{dq}{dt} = \sum_{n=1}^{n=\infty} \frac{E \cdot C_o \cdot n \cdot \sin(n\,\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 + \ldots.\varphi_n)}{2^{n-1} \cdot n\,!\,\omega^{n-1} \cdot C_1^n \cdot Z_1 \cdot Z_2 \ldots. Z_n} \text{ [1]} \tag{14}$$

Das Integral (14) ist auch ein annäherndes, das nur den stationären Zustand charakterisiert, wobei bei allen Harmonischen die Glieder der dritten Ordnung und höhere weggelassen sind, so wie es wir mit dem zweiten und dem dritten Glied der Gleichung (12) gemacht haben.

Zahlenbeispiel:

In der Schaltung nach Fig. 1 betrage die Spannung der Batterie $E = 300$ Volt, der Widerstand $R = 2 \,.\, 10^6\ \Omega$; das Kondensatormikrophon besitze den Membranhalbmesser $r = 2{,}5$ cm, die Amplitude der Membranschwingung sei $d_1 = 0{,}002$ cm und der Mebranabstand im Ruhezustand $d_o = 0{,}2$ cm. Man soll die Stromstärke im Kreise und die Spannung an den Klemmen des Widerstandes R finden für den stationären Zustand bei einer Kreisfrequenz der Membranschwingung $\omega = 5000$ sec.$^{-1}$.

Lösung:

I. Nach der Formel (1b) und (1c) finden wir

$$C_o = \frac{S}{4\,\pi\,d_o} = \frac{\pi\,r^2}{4\,\pi\,d_o} = \frac{(2{,}5)^2}{4 \cdot 0{,}2} = 7{,}82 \text{ cm}$$

$$C_1 = \frac{S}{4\,\pi\,d_1} = \frac{\pi\,r_2}{4\,\pi\,d_1} = \frac{(2{,}5)^2}{4 \cdot 0{,}002} = 782 \text{ cm}$$

II. Weiter können wir nach den Formeln (13a) und (14) Z und i für verschiedene Harmonische finden. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in der Tabelle angeführt.

Bezeichnung	1. Harmonische	2.	3.	4.	5.	Anmerkung
Z_n Megohm	23,09	11,66	7,91	6,08	5,02	Es hat keinen Sinn, die Ströme i_4 und i_5 zu berechnen, weil sie sehr klein sind.
i_n Mikroamp.	0,13	$1{,}29 \cdot 10^{-3}$	$9{,}37 \cdot 10^{-6}$			
$e = i_n \cdot R$ Volt	0,26	$2{,}58 \cdot 10^{-3}$	$18{,}74 \cdot 10^{-6}$			
$\frac{i_n}{i_1}$ %	100	0,91	0,0072			
$f = \frac{n\,\omega}{2\,\pi}$	800	1 600	2 400			

Die Tabelle zeigt, daß die Grundfrequenz den Hauptwert hat und daß die zweite Harmonische nur 0,91 % der ersten beträgt. Die Schaltung der Fig. 1 gibt also keine Verzerrungen der Stromform, und von diesem Punkte aus läßt sich nichts Besseres wünschen.

---

[1]) Anmerkung: E. C. Wente hat in seiner Arbeit: „A condenser transmitter as a uniformly sensitive instrument for the absolute measurement of sound intensity" die in „Physical Review" vol. 10 Nr. 1. S. 39, 1917 veröffentlicht war und ohne Änderungen in dem Bande der Akustik des Handbuches der Physik S. 560, 1927, nachgedruckt war, für die Gleichung (1) das Integral angegeben

$$i = \frac{E \cdot C_1}{C_o \sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega\,C_o}\right)^2}} \cdot \sin(\omega t + \varphi_1)$$

$$- \frac{E \cdot C_1^2 \cdot R \cdot \sin(2\,\omega\,t + \varphi_1 - \varphi_2)}{C_o^2 \sqrt{\left[\left(\frac{1}{\omega\,C_o}\right)^2 + 4\,R^2\right]\left[\left(\frac{1}{\omega\,C_o}\right)^2 + R^2\right]}} +$$

+ die Glieder der höheren Ordnung mit dem Verhältnis $\frac{C_1}{C_o}$,

wo $\varphi_1 = tg^{-1}\,\frac{1}{\omega\,C_o\,R}$ und $\varphi_2 = tg^{-1}\,\frac{1}{2\,\omega\,C_o\,R}$ u. s. w.

Die Lösung von E. C. Wente unterscheidet sich wesentlich von der unseren. Im ersten Gliede hat E. C. Wente das Verhältnis $\frac{C_1}{C_0}$ deshalb erhalten, weil er näherungsweise für das Gesetz der Kapazitätsveränderung die Summe

$$C = C_o + C_1 \cdot \sin\omega\,t$$

geschrieben hat, welche folgenderweise erhalten wird:

$$C = \frac{S}{4\,\pi\,(d_0 + d_1 \sin\omega\,t)} = \frac{S}{4\,\pi\,d_0}\left[1 - \frac{d_1}{d_0}\sin\omega\,t + \left(\frac{d_1}{d_0}\sin\omega\,t\right)^2 - \ldots\right]$$

$$= C_0 + C_1 \sin\omega\,t$$

$$\text{wobei } C_0 = \frac{S}{4\,\pi\,d_0} \text{ und } C_1 = -\,C_0\frac{d_1}{d_0}.$$

Das zweite Glied der Lösung von E. C. Wente unterscheidet sich noch wesentlicher vom zweiten Gliede unserer Lösung. Anscheinlich erhält die Lösung von E. C. Wente hier eine Unrichtigkeit, dessen Ursache festzustellen uns nicht gelungen ist.

Ich äußere meinen tiefen Dank Herrn Professor M. W. Schuleikin, der mir mit sehr wertvollen Ratschlägen geholfen hatte und auch meiner Frau M. S. Ivanow, welche mir in dem Studium der fremden Literatur behilflich war.

Zusammenfassung.

In dieser Arbeit wird ein analytischer Ausdruck für die Stromstärke einer Schaltung für das Kondensatormikrophon nach Fig. 1 abgeleitet. Die Berechnung des Stromes zeigt, daß diese Schaltung praktisch keine Verzerrungen erzeugt. Der gefundene analytische Ausdruck für die Stromstärke kann bei der Projektierung von Röhrenverstärkern für den Mikrophonstrom angewandt werden.

Akustikabteilung des Staatlichen Experimentellen Elektrotechnischen Instituts, Moskau.

(Eingegangen am 28. November 1927.)

Zur Niederfrequenzverstärkung mit Drosselspulenkopplung.

Von **Heinrich Kafka**, Ladowitz.

Im Augustheft der „Radio News" 1927 beschreibt G. C. B. Rowe einen Niederfrequenzverstärker, bei dem nach einem Vorschlag von E. E. Hiler für die Kopplung der einzelnen Stufen je zwei Drosseln und ein Kondensator verwendet werden (siehe Fig. 1). Im folgenden soll die Frequenzabhängigkeit dieser sehr interessanten Kopplungs-

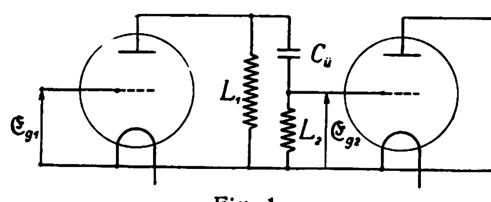


Fig. 1.

art unter Vernachlässigung der Röhrenkapazitäten[1]) sowie der Wirkwiderstände und Eigenkapazitäten der Drosseln untersucht werden. Bei den gemachten Vernachlässigungen

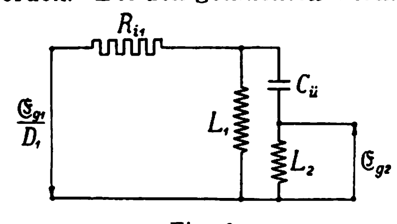


Fig. 2.

gilt für die Kopplung der Ersatzstromkreis Fig. 2.

Bezeichnungen:

$\mathfrak{E}_{g1}$ Zeitvektor der Gitterspannung (Effektivwert) der ersten Röhre,
D_1 Durchgriff der ersten Röhre,
R_{i1} Innerer Widerstand der ersten Röhre,
L_1 S. I. K. der Anodendrossel,
L_2 S. I. K. der Gitterdrossel,
$C_ü$ Kapazität des Ueberbrückungskondensators,
$\omega = 2\pi f$ Kreisfrequenz,
$\mathfrak{E}_{g2}$ Zeitvektor der Gitterspannung (Effektivwert) der zweiten Röhre.

Die Verstärkung einer Stufe wird durch das vektorielle Verhältnis der Spannungen $\mathfrak{E}_{g2}$ und $\mathfrak{E}_{g1}$ charakterisiert:

$$\mathfrak{V} = \frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}. \tag{1}$$

Dieses Verhältnis können wir uns in zwei Faktoren zerlegt denken, indem wir schreiben

$$\mathfrak{V} = \frac{1}{D_1}\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}/D_1} = V_R \mathfrak{V}_K; \tag{1a}$$

die skalare Größe $V_R = \frac{1}{D_1}$ bestimmt die durch die Röhre bewirkte Verstärkung, während das Spannungsverhältnis

$$\mathfrak{V}_K = \frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}/D_1} \tag{2}$$

den Anteil der Kopplung zum Ausdruck bringt.

Für den Ersatzstromkreis Fig. 2 ergibt eine einfache Rechnung den folgenden Ausdruck für das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}$:

$$\mathfrak{V}_K = \frac{1}{-\left(1 - \frac{1}{\omega^2 L_2 C_ü}\right) + j\left[\frac{R_{i1}}{\omega L_2} + \frac{R_{i1}}{\omega L_1}\left(1 - \frac{1}{\omega^2 L_2 C_ü}\right)\right]}. \tag{3}$$

Wenn wir die der Resonanz zwischen L_2 und $C_ü$ entsprechende Kreisfrequenz mit ω_r bezeichnen, so gilt die Gleichung

$$\omega_r^2 L_2 C_ü = 1. \tag{4}$$

Wir wollen außerdem voraussetzen, daß die Konstanten so gewählt seien, daß für die Kreisfrequenzen ω_r das Verhältnis

$$\frac{R_{i1}}{\omega_r L_2} = 1 \tag{5}$$

wird. In diesem Fall läßt sich die Gleichung (3) folgendermaßen schreiben:

$$\mathfrak{V}_K = \frac{1}{-\left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right) + j\,\frac{\omega_r}{\omega}\left[1 + \frac{R_{i1}}{\omega_r L_1}\left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)\right]} = \frac{1}{\mathfrak{N}}. \tag{6}$$

Bei Veränderung der Kreisfrequenz ω beschreibt der Nennervektor $\mathfrak{N}$ eine Kurve, deren Inverse die Ortskurve für die Frequenzabhängigkeit des Spannungsverhältnisses $\mathfrak{V}_K$ darstellt. Diese Frequenzabhängigkeit läßt sich, wie weiter unten gezeigt wird, durch Veränderung des Verhältnisses $\frac{R_{i1}}{\omega_r L_1}$ (praktisch durch Veränderung der Induktivität L_1 der Anodendrossel) beeinflussen.

[1]) **Die Berücksichtigung der Röhrenkapazitäten könnte in ähnlicher Weise erfolgen wie in dem Aufsatz des Verfassers „Ein Beitrag zur Theorie der Niederfrequenzverstärkung mit Widerstandskopplung"; ds. Jahrbuch 29 S. 39, 1927.**

I. Fall.

Wir wollen zunächst den Fall betrachten, daß für die Kreisfrequenz ω_r auch das Verhältnis

$$\frac{R_{i1}}{\omega_r L_1} = 1 \qquad (7)$$

wird; das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}/D_1}$ ist dann durch den Ausdruck

$$\mathfrak{V}_K = \frac{1}{-\left(1-\frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)+j\frac{\omega_r}{\omega}\left(2-\frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)} = \frac{1}{\mathfrak{N}} \qquad (8)$$

bestimmt. In der folgenden Tabelle sind die Wirk- und Blindkomponenten des Nennervektors $\mathfrak{N}$ für einige Werte des Verhältnisses $\frac{\omega}{\omega_r}$ ausgerechnet.

$\frac{\omega}{\omega_r}$	$\frac{\omega_r^2}{\omega^2}$	$-\left(1-\frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)$	$\frac{\omega_r}{\omega}\left(2-\frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)$	$\overline{Op}$	$V_K=\frac{1}{\overline{Op}}$
∞	0	-1	0	1	1
2	0,25	$-0{,}75$	$0{,}87_5$	$1{,}15_3$	$0{,}86_7$
1,414	0,5	$-0{,}5$	$1{,}06_1$	$1{,}17_4$	$0{,}85_2$
1,155	0,75	$-0{,}25$	$1{,}08_3$	$1{,}11_1$	0,9
1	1	0	1	1	1
0,894	1,25	0,25	$1{,}83_8$	$0{,}87_3$	$1{,}14_6$
0,817	1,5	0,5	$0{,}61_2$	0,79	$1{,}26_6$
0,756	1,75	0,75	$0{,}33_1$	$0{,}81_9$	1,22
0,707	2	1	0	1	1

Wie bereits bemerkt, kann die Ortskurve für die Frequenzabhängigkeit des Spannungsverhältnisses $\mathfrak{V}_K$ durch Inversion der Kurve erhalten werden, die der Endpunkt des Vektors $\mathfrak{N}$ bei veränderlicher Frequenz beschreibt. Zur Vereinfachung der Inversionskonstruktion[2]) wurden in Fig. 3 die Spiegelbilder $\breve{\mathfrak{N}}$ der Vektoren $\mathfrak{N}$ bezüglich der Blindachse, das sind die Vektoren

$$\breve{\mathfrak{N}} = \overrightarrow{Op} = -\left(1-\frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)+j\left[-\frac{\omega_r}{\omega}\left(2-\frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)\right] \qquad (9)$$

in dem angegebenen Maßstab eingetragen. Um die Vektoren $\mathfrak{V}_K = \frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}/D_1}$ zu erhalten, sind auf den Richtungen der Vektoren $\overrightarrow{Op}$ die Kehrwerte ihrer Beträge, also die Strecken

$$\overline{OP} = \frac{1}{\overline{Op}} = V_K \quad \text{(mit } V_K \text{ werden die Beträge der Vektoren } \mathfrak{V}_K \text{ bezeichnet)} \qquad (10)$$

aufzutragen.[3]) Die der Fig. 3 entnommenen Beträge $\overline{Op}$ und ihre nach (10) gebildeten Kehrwerte V_K sind der obigen Tabelle angefügt.

Die Multiplikation der Vektoren $\mathfrak{V}_K = \overrightarrow{OP}$ mit $V_R = \frac{1}{D_1}$ würde schließlich die Gesamtverstärkung $\mathfrak{V} = \frac{\mathfrak{E}_{g2}}{\mathfrak{E}_{g1}}$ der Stufe ergeben (s. Gleichung 1a).

[2]) Näheres darüber in dem Buch des Verfassers „Die ebene Vektorrechnung und ihre Anwendungen in der Wechselstromtechnik"; Verlag **Teubner**, Leipzig.

[3]) In Fig. 3 wurde für die Vektoren $\overrightarrow{Op}$ und ihre Kehrwerte der gleiche Maßstab verwendet.

Für die akustische Wirkung sind nur die Beträge der Verstärkungen maßgebend, hinsichtlich des Anteils der Kopplung also die Beträge $V_K = \frac{E_{g2}}{E_{g1}/D_1}$. Aus Fig. 3 und der obigen Tabelle ist zu ersehen, daß V_K für $\frac{\omega}{\omega_r} = \infty$, 1 und 0,707 gleich 1 wird. Für die Bereiche $\frac{\omega}{\omega_r} = \infty \div 1$ und $0{,}707 \div 0$ ist $V_K < 1$, für $\frac{\omega}{\omega_r} = 1 \div 0{,}707$ ist dagegen $V_K > 1$.

Die in Fig. 3 durch die $\mathfrak{V}_K$-Kurve dargestellte Frequenzabhängigkeit der Kopplung gilt ganz allgemein für den Fall, daß die Verhältnisse

$$\frac{R_{i1}}{\omega_r L_1} = \frac{R_{i1}}{\omega_r L_2} = 1$$

sind. Auf die besonderen Werte der Konstanten kommt es dabei nicht an.

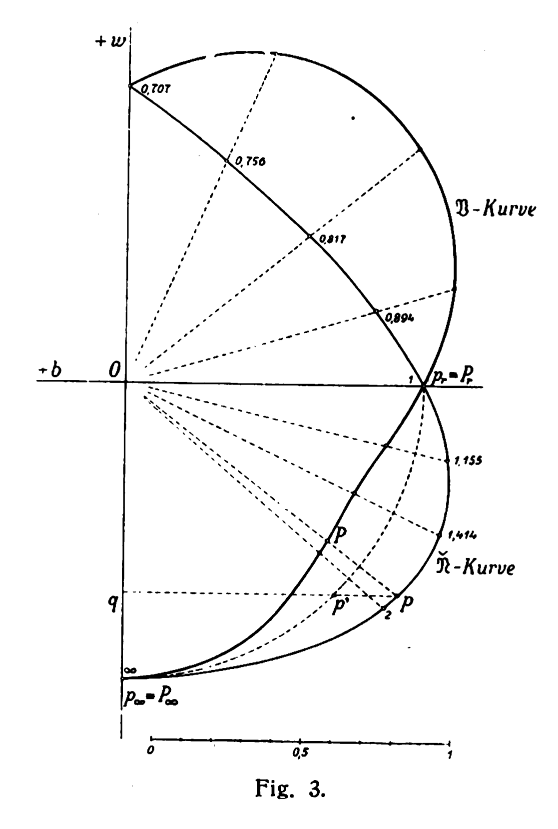


Fig. 3.

Es ist nun bemerkenswert, daß die Punkte $P_\infty\left(\frac{\omega}{\omega_r}=\infty\right)$ und $P_r\left(\frac{\omega}{\omega_r}=1\right)$ der $\mathfrak{V}_K$-Kurve unter den gemachten Vernachlässigungen durch eine Aenderung der Induktivität L_1 der Anodendrossel nicht beeinflußt werden. Es ist daher möglich, durch entsprechende Wahl von L_1 den Verlauf der $\mathfrak{V}_K$-Kurve zwischen diesen beiden Festpunkten zu beeinflussen.

II. Fall.

Im allgemeinen ist bei der Niederfrequenzverstärkung das Bestreben darauf gerichtet, einen möglichst großen Bereich der hörbaren Frequenzen gleichmäßig zu verstärken. Dies kann bei der betrachteten Kopplungsart dadurch erreicht werden, daß man durch entsprechende Bemessung der Induktivität L_1 den Verlauf der $\mathfrak{V}_K$-Kurve so beeinflußt, daß sie sich zwischen den Festpunkten P_∞ und P_r dem



Viertelkreis mit dem Halbmesser 1 möglichst anschmiegt. In diesem Fall wird der Betrag $V_K = \frac{E_{g2}}{E_{g1}/D_1}$ für den Bereich $\frac{\omega}{\omega_r} = \infty \div 1$ nur wenig von 1 abweichen, also mit anderen Worten, eine praktisch gleichmäßige Verstärkung innerhalb dieses Frequenzbereichs erzielt werden können.

Wenn sich die $\mathfrak{V}_K$-Kurve zwischen den Punkten P_∞ und P_r dem Viertelkreis mit dem Halbmesser 1 möglichst anschmiegen soll, so müssen auch die Punkte p der $\mathfrak{N}$-Kurve annähernd auf diesem Kreisbogen liegen. Aus Gleichung (6) ist zu ersehen, daß eine Aenderung der Induktivität L_1 der Anodendrossel nur die Blindkomponente des Nennervektors $\mathfrak{N}$ beeinflußt; daraus folgt, daß sich die Punkte p der $\mathfrak{N}$-Kurve in Fig. 3 bei einer Aenderung von L_1 parallel zur Blindachse verschieben, wobei aber die Punkte p_∞ und p_r ihre Lage beibehalten.

Wir wollen uns nun die Induktivität L_1 so eingestellt denken, daß sich der Punkt p der $\mathfrak{N}$-Kurve für $\frac{\omega_r}{\omega} = 0{,}541$ mit der Ordinate

$$\overline{Oq} = -\left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right) = -0{,}707$$

auf den Kreisbogen mit dem Halbmesser 1 nach p' verschiebt (s. Fig. 3). Für $\frac{\omega_r}{\omega} = 0{,}541$ und einen beliebigen Wert von L_1 ist die Blindkomponente

$$\overline{qp} = 0{,}541\left(1 + 0{,}707\,\frac{R_{i1}}{\omega L_1}\right).$$

Damit der Punkt p nach p' rückt, muß $\overline{qp'} = 0{,}707$ sein. Aus diesen beiden Bedingungen ergibt sich

$$\frac{R_{i1}}{\omega L_1} = 0{,}434. \qquad (11)$$

In der folgenden Tabelle sind die Wirk- und Blindkomponenten des Nennervektors $\mathfrak{N}$ für diesen Fall ausgerechnet.

$\frac{\omega}{\omega_r}$	$\frac{\omega_r^2}{\omega^2}$	$-\left(1-\frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)$	$\frac{\omega_r}{\omega}\left(1{,}434 - 0{,}434\,\frac{\omega_r^2}{\omega^2}\right)$	$\overline{Op}$	$V_K = \frac{1}{\overline{Op}}$
∞	0	— 1	0	1	1
2	0,25	— 0,75	$0{,}66_3$	1	1
1,414	0,5	— 0,5	0,86	$0{,}99_6$	$1{,}00_3$
1,555	0,75	— 0,25	$0{,}96_1$	$0{,}99_4$	$1{,}00_6$
1	1	0	1	1	1
0,894	1,25	0,25	$0{,}99_7$	$1{,}02_8$	$0{,}97_3$
0,817	1,5	0,5	$0{,}95_9$	$1{,}08_2$	$0{,}92_5$
0,756	1,75	0,75	$0{,}89_3$	$1{,}16_7$	$0{,}85_7$
0,707	2	1	0,8	1,28	$0{,}78_1$

In Fig. 4 sind wie früher die Spiegelbilder $\mathfrak{N}$ der Nennervektoren $\mathfrak{N}$ eingetragen. Es ist daraus zu ersehen, daß sich $\mathfrak{N}$-Kurve zwischen den Festpunkten p_∞ und p_r sehr gut dem Viertelkreis anschmiegt, so daß die Beträge der Vektoren $\overline{Op}$ nur wenig von 1 abweichen. Nach Gleichung (10) werden daher auch die Beträge V_K nur wenig von 1 abweichen; innerhalb des Bereiches $\frac{\omega}{\omega_r} = \infty \div 1$ gilt also für die Gesamtverstärkung der Stufe die Gleichung

$$V = V_R\,V_K \doteq \frac{1}{D_1}. \qquad (12)$$

Die Gesamtverstärkung läßt sich durch Verwendung von Röhren mit kleinem Durchgriff erhöhen.

Für den Bereich $\frac{\omega}{\omega_r} = 1 \div 0{,}707$ ist in Fig. 4 auch die $\mathfrak{V}_K$-Kurve eingetragen. Die Beträge V_K nehmen von $\frac{\omega}{\omega_r} = 1$ an ständig ab.

Auch die für den II. Fall abgeleiteten Beziehungen gelten ohne Rücksicht auf besondere Werte der Konstanten; es muß nur $\frac{R_{i1}}{\omega_r L_2} = 1$ und $\frac{R_{i1}}{\omega_r L_1} = 0{,}434$ sein.

Berechnungsbeispiel:

Es sei die Forderung gestellt, daß die Verstärkung der Stufe von der Frequenz $f = 100$ angefangen, bis zu den höchsten Tonfrequenzen möglichst gleichmäßig sein soll. Um diese Forderung, die dem II. Fall entspricht, zu erfüllen, muß für $\omega_r = 2\pi\,100$

$$\frac{R_{i1}}{\omega_r L_1} = 0{,}434$$

und

$$\frac{R_{i1}}{\omega_r L_1} = 1$$

sein; die Kreisfrequenz ω_r muß ferner der Gleichung

$$\omega_r^2 L_2 C_{\ddot{u}} = 1$$

genügen.

Um eine möglichst große Gesamtverstärkung zu erzielen, wollen wir eine Röhre mit dem kleinen Durchgriff $D_1 = 0{,}04 \left(V_R = \frac{1}{D_1} = 25\right)$ in Betracht ziehen; ihr innerer Widerstand sei

$$R_{i1} = 50000\,\Omega.$$

Aus den drei Bedingungsgleichungen ergeben sich für die Konstanten L_1, L_2 und $C_{\ddot{u}}$ die folgenden Werte:

$$L_1 = \frac{R_{i1}}{2\pi\,100 \cdot 0{,}434} = 183\,H,$$

$$L_2 = \frac{R_{i1}}{2\pi\,100} = 79{,}_6\,H,$$

$$C_{\ddot{u}} = \frac{1}{4\,\pi^2\,10^4 \cdot 79{,}_6} = 0{,}031_8 \cdot 10^{-6}\,F.$$

Für die Einstellung der Induktivitäten L_1 und L_2 würde sich die Verwendung von Eisendrosseln mit veränderlichem Luftspalt empfehlen, wie solche z. B. in der Meßinstrumententechnik verwendet werden. Bei einem dem Verfasser bekannten Modell kann die Induktivität pro Windungsquadrat $L^0 = \frac{L}{w^2}$ durch Verkleinerung des Luftspalts von 1,5 mm auf 0,1 mm von 0,2 auf 0,9 μH vergrößert werden. Um mit dieser Drossel die Induktivität $L_1 = 183\,H$ bei kleinstem Luftspalt zu erzielen, müßte sein:

$$w_1^2 = \frac{L_1}{L_o} = \frac{183}{0{,}9} \cdot 10^6\,;$$

daraus $w_1 = 14\,300$.

Der Wirkwiderstand der Drossel dürfte bei bester Ausfüllung des Wickelraums ca. 4000 Ω betragen.

Wie eingangs bemerkt, wurden der Einfachheit wegen die Wirkwiderstände der Drosseln vernachlässigt. Wir

wollen untersuchen, inwieweit diese Vernachlässigung praktisch zulässig ist. Für die Frequenz $f = 100$ ist der Blindwiderstand der Anodendrossel

$$\omega L_1 = 2\pi\, 100 \cdot 183 = 115\,000\, \Omega.$$

Der Wirkwiderstand dieser Drossel mit ca. 4000 Ω beträgt also nur 3,5% ihres Blindwiderstands, so daß selbst bei der Frequenz $f = 100$ der Einfluß des Wirkwiderstands nicht groß ist. Mit steigender Frequenz wird der Einfluß des Wirkwiderstands immer geringer. Für die kleinen Frequenzen müßte allerdings der Einfluß des Wirkwiderstands berücksichtigt werden.

Was die Vernachlässigung der Röhrenkapazitäten und der Eigenkapazitäten der Drosseln anlangt, so ist zu bemerken, daß sich dieser Einfluß erst an der oberen Grenze

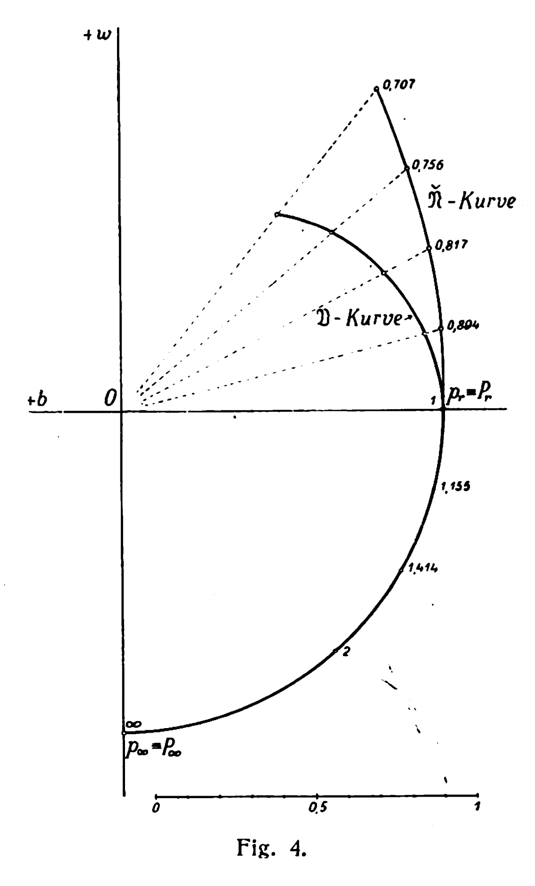


Fig. 4.

des Hörbereichs bemerkbar machen wird. Man kann daher annehmen, daß die Vernachlässigung der Wirkwiderstände und der genannten Kapazitäten im größten Teil des Hörbereichs praktisch zulässig ist. In diesem Teil werden also die theoretischen Kurven der Fig. 3 und 4 die wirklichen Verhältnisse genügend genau wiedergeben.

Aus den vorstehenden Ueberlegungen geht hervor, daß die $\mathfrak{R}$-Kurven für veränderliches L_1 zwei Festpunkte: p_∞ (auf der negativen Blindachse) und p_r (auf der negativen Wirkachse) besitzen, die beide in der Entfernung 1 vom Ursprung liegen. Die nach Vorschrift der Gleichung (10) aus den $\mathfrak{R}$-Kurven abgeleiteten $\mathfrak{V}_K$-Kurven gehen entsprechend durch die beiden Festpunkte P_∞ und P_r, von denen der Punkt P_∞ stets mit p_∞ zusammenfällt. Für die zwei behandelten Fälle, in denen $\frac{R_{i1}}{\omega_r L_2} = 1$ angenommen wurde, fällt auch der Punkt P_r mit p_r zusammen (s. Fig. 3 und 4). Von besonderem Interesse ist dabei der II. Fall, bei dem eine praktisch gleichmäßige Verstärkung eines weiten Frequenzbereichs erzielt werden kann.

Wenn auch im allgemeinen eine möglichst gleichmäßige Verstärkung der Hörfrequenzen zu erstreben ist, so können doch auch Fälle eintreten, in denen eine Bevorzugung bestimmter Frequenzgebiete bei der Verstärkung erwünscht ist. Für derartige besondere Fälle kann es zweckmäßig sein, dem Verhältnis $\frac{R_{i1}}{\omega_r L_2}$ einen anderen Wert zu geben. Aus der allgemeinen Gleichung (3) ist zu ersehen, daß bei einer Aenderung von L_2 der Festpunkt p_r der $\mathfrak{R}$-Kurve auf der negativen Blindachse verschoben wird, während der zweite Festpunkt p_∞ an seinem Platz bleibt. Wird z. B. $\frac{R_{i1}}{\omega_r L_2} = 0{,}5$ gemacht, so rückt der Punkt p_r in die Entfernung 0,5 vom Ursprung. Der entsprechende Festpunkt P_r der $\mathfrak{V}_K$-Kurve rückt nach Gleichung (10) in die Entfernung $\frac{1}{0{,}5} = 2$ vom Ursprung; es werden also dann die Frequenzen in der Umgebung dieses Punktes besonders verstärkt.

Auf die Möglichkeit der Beeinflussung der Frequenzabhängigkeit der Kopplung mit zwei Drosseln und einem Kondensator weist schon Rowe in seinem eingangs angeführten Aufsatz hin. Diese Beeinflussung wird aber bei dem genannten Autor durch Wirkwiderstände erzielt, die der Gitterdrossel vorgeschaltet werden. Dem Verfasser scheint aber die Veränderung der Induktivitäten L_1 und L_2 mit Hilfe von Eisendrosseln mit veränderlichem Luftspalt weit wirksamer zu sein.

Zusammenfassung.

In der Arbeit wird die Frequenzabhängigkeit einer von Hiler vorgeschlagenen Kopplungsanordnung für die Niederfrequenzverstärkung untersucht, die aus zwei Drosseln und einem Kondensator besteht. Die Frequenzabhängigkeit dieser Kopplung läßt sich durch Veränderung der Induktivität der Drosseln in weiten Grenzen beeinflussen. Man kann z. B. durch entsprechende Einstellung der Drosseln über einen weiten Frequenzbereich eine praktisch gleichmäßige Verstärkung erzielen. Andererseits ist es aber auch möglich, bestimmte Frequenzgebiete bei der Verstärkung zu bevorzugen.

Diese Anpassungsfähigkeit der Kopplung scheint dem Verfasser ein besonderer Vorteil gegenüber der Kopplung mit Transformatoren und Widerständen zu sein, die in ihrer Frequenzabhängigkeit ein ungleich starreres Verhalten zeigen. Der Verfasser würde es begrüßen, wenn seine kurzen theoretischen Hinweise zu weiteren praktischen Versuchen mit dieser Kopplungsart anregen würden.

(Eingegangen am 19. Dezember 1927.)

Referate.

H. Schuchmann. Die Anwendung der Quecksilberdampfröhre als Schaltorgan. Zeitschr. f. techn. Physik, 8, S. 489—491, 1927.

Bei rotierenden Schnellreglern und bei manchen Tastschaltungen der drahtlosen Telegraphie kann man hochbelastete, dauernd arbeitende Schaltrelais nicht missen.

Der Verfasser hat als Ersatz für die stets unzuverlässigen mechanischen Relais Quecksilberschaltröhren entwickelt. Die Zündung der Röhre erfolgt nach dem bekannten Hewitt-Burstynschen Verfahren mit Hilfe von Spannungsstößen auf Metallringe, die außen um das

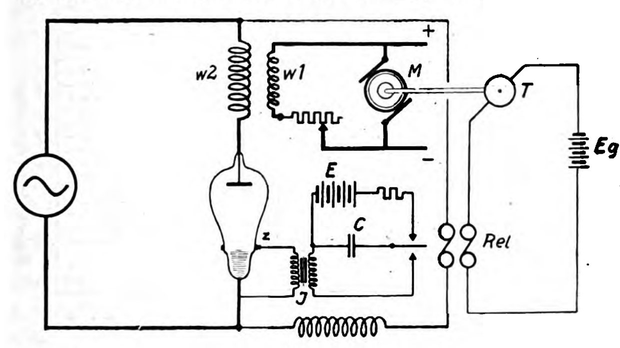


Fig. 1.

Glas des Kolbens in Höhe der Kathoden-Quecksilberfläche gelegt sind. Die Anwendung der Hg-Relais wird an zwei Beispielen erläutert:

1. Bei der Regelung einer Gleichstrom-Nebenanschlußmaschine (Fig. 1) liefert das mit Wechselstrom betriebene Rohr einen Zusatzerregerstrom. Durch eine auf der Achse der zu regelnden Maschine

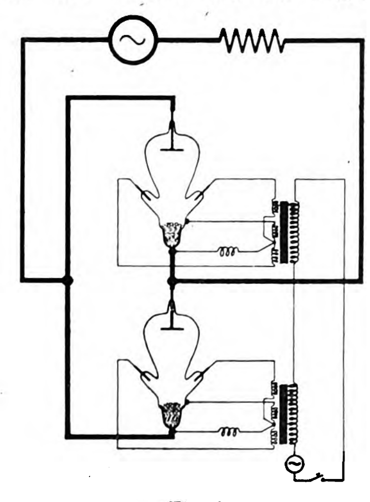


Fig. 2.

sitzende kleine, gegen eine Gegen-EMK arbeitende Tachometermaschine erfolgt bei einer Tourenzahländerung eine Verlagerung des Zündaugenblicks der Hg-Entladung über ein kleines Schwingrelais. Hierdurch kann der Zusatzerregerstrom zwischen den Grenzen Null und Flächenintegral der Halbwelle automatisch geändert werden, bis die Maschine wieder mit normaler Tourenzahl läuft. Ströme bis 40 Amp. und 1000 Volt sind so geschaltet worden.

2. Beim Schalten von großen Hochfrequenzwechselstromleistungen (z. B. durch Gegentaktschaltung zweier Hg-Kolben, Fig. 2) gelingt das Zünden jeder Halbwelle mit Zündring infolge der geringen zur Verfügung stehenden Zeit nicht mehr. Es wird daher zum Zünden der Hochfrequenzentladung zunächst eine Niederfrequenzhilfsentladung eingeleitet, indem der Kreis eines kleinen Niederfrequenzhilfstransformators geschlossen wird, der Spannung für zwei Hilfselektroden und einen Zündring liefert. Während der Zeit der positiven Anodenspannung zündet sich der Haupthochfrequenzbogen am Hilfslichtbogen. Nach Unterbrechung des letzteren erlischt beim

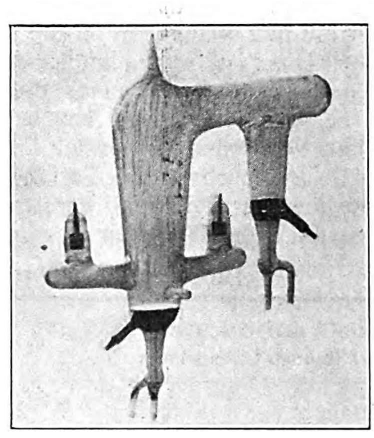


Fig. 3.

nächsten Durchgang durch Null auch der Hauptbogen, ohne daß Ueberspannungen auftreten können. Geschaltet wurden so 50 Amp., 3000 Volt bei 5400 Hertz, versuchsweise bis 20000 Hertz. Das Schalttempo betrug 130—200 Worte pro Minute. Fig. 3 zeigt das Bild eines derartigen Wechselstromtastkolbens. W. Espe.

W. Statz. Die technische Herstellung von Oxydkathoden. Zeitschr. f. techn. Physik, 8, S. 451 bis 456, 1927.

Noch vor kurzer Zeit war man vielfach in den Kreisen der Rundfunkröhrenfabrikation der Meinung, daß die Oxydkathode trotz vielfacher Vorzüge völlig der Thoriumkathode werde weichen müssen, da der Ausschuß der Fabriken das erträgliche Maß überstieg. Die wesentlichsten Fabrikationsschwierigkeiten bereitete die Herstellung der Oxydschicht, ihre Empfindlichkeit gegen mechanische Beanspruchung und Lufteinwirkung während der Massenfabrikation, die schlechte Entgasbarkeit und vor allem die Ungleichmäßigkeiten in Emission und Lebensdauer. Dieser Schwierigkeiten ist man heute so weitgehend Herr geworden, daß in Empfängerröhren zweifellos die Thoriumkathode bald von der Oxydkathode verdrängt werden dürfte.

Der Verfasser gibt eine kurze Beschreibung der Fabrikationsmethoden von Oxydröhren und geht näher auf zwei neuere Verfahren ein, auf das „Schmelzverfahren" der Firma Osram und das „Dampfverfahren" der Firma Philips.

Bei dem ersten für Massenfabrikation gut geeigneten Verfahren durchläuft der Kathodenkerndraht, von einer Spule kommend, eine Reihe von Präpariergefäßen, die mit Erdalkalihydroxydmischungen gefüllt sind, und anschließend Glühöfen, erhält so eine sehr gleichmäßige dünne Schicht von ca. 0,02 mm Dicke, wird schließlich noch mit einem Paraffin-Schutzüberzug versehen und wieder aufgespult, was möglich ist, weil der so hergestellte Kathodendraht außerordentlich biegsam bleibt.

Bei dem Dampfverfahren von Philips wird der ganze Prozeß des Aufbringens der Emissionsschicht auf den Kerndraht in die fertig gepumpten Röhren verlegt. Die Anode erhält auf ihrer Innenseite einen Belag, der beim Er-

hitzen Bariumdampf entwickelt (meist Bariumazid BaN_6. Ref.). Dieser schlägt sich auf der Kathode entweder als metallisches Barium nieder oder reagiert mit evtl. vorgesehenen Sauerstoffschichten des Kathodenkerndrahtes zu Bariumoxyd. Das Verfahren bietet neben einer sehr hohen Elektronenausbeute (ca. 150 mA/W) gegenüber bisherigen Methoden den bedeutenden Vorteil, daß man statt Platin dünnste Wolframdrähte (0,01 mm und darunter) als Kernmetall verwenden und so trotz Massenfabrikation Kathoden für 20 mA Heizstrom und weniger in bester Gleichmäßigkeit herstellen kann. Das ist vor allem auch deshalb von Wichtigkeit, weil durch Aufteilen eines dicken Fadens in mehrere dünne bei gleichbleibender Heizleistung eine bedeutende Steilheitsvergrößerung erzielt wird. Welche Fortschritte durch das beschriebene Verfahren im Hinblick auf Elektronenausbeute und Steilheit erreicht worden sind, mögen die beiden folgenden Tabellen zeigen.

Tabelle 1.

Emission pro Watt Heizleistung für etwa 1000 Stunden Lebensdauer	mA/Watt
Wolfram	2—4
Thorium	30—40
Oxydkathoden (früher)	40—50
Oxydkathoden (später)	80—100
Oxydkathoden (jetzt)	140—160

Tabelle 2.

Steilheit (pro Watt Heizleistung)	mA/Volt
Wolframkathode	etwa 0,1
Thoriumkathode	etwa 2,0
Oxydkathode: 60 mA-Faden	etwa 5,0
Oxydkathode. 40 mA-Faden	etwa 7,0

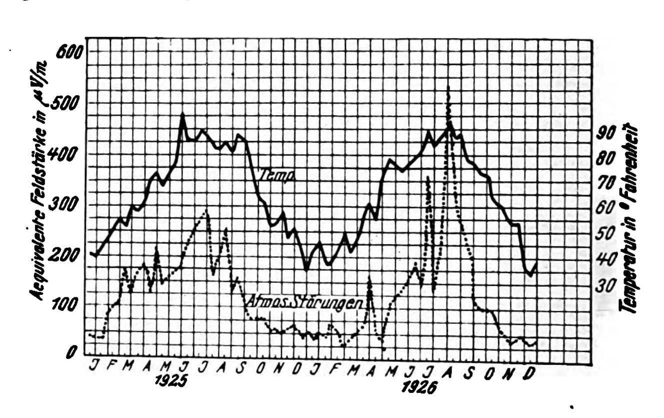
W. Espe.

Berichtigung:

Bei dem Referat über die Arbeit von **L. W. Austin** im vorhergehenden Heft, ds. Jahrbch. **31**, S. 58, 1928 müssen die Seitenzahlen heißen 825—836 (statt 837—842).

L. W. Austin. Atmosphärische Störungen und Sonnentätigkeit. (Radio atmospheric disturbances and solar activity.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 837 bis 842, 1927.

Austin erörterte die Frage, ob zwischen der Stärke der atmosphärischen Störungen und der Häufigkeit der Sonnenflecken ein Zusammenhang nachgewiesen werden kann. Für die Behandlung dieser Frage stand ihm ein sehr großes Beobachtungsmaterial an Langwellen-Stationen zur Verfügung, das er in seiner Arbeit durch Kurven wiedergibt. Der Schluß, zu dem er gelangt, ist aber der, daß die bisherigen Erfahrungen eine Beziehung zwischen den atmosphärischen Störungen und der Zahl der Sonnenflecken nicht mit Sicherheit erkennen lassen.



Wohl aber wird man aus der nebenstehenden Figur, in der die Ordinaten 10tägige Mittelwerte für 3 Uhr nachmittags sind, auf den direkten oder indirekten Zusammenhang zwischen der Stärke der atmosphärischen Störungen (gemessen an einem Empfänger für 20000 m Wellenlänge) und der Temperatur schließen müssen. Ebenso zeigt eine Kurve, die die Anzahl der Gewitter im Umkreise von ca. 200 Meilen von Washington darstellt, sehr große Aehnlichkeit mit der Kurve für die Stärke der atmosphärischen Störungen im selben Zeitraum, ein Beweis, daß jedenfalls sehr viele der atmosphärischen Störungen von Gewittern in ziemlicher Nähe kommen. J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Einrichtung zur Oberwellenbefreiung.

D.R.P. 454583, Klasse 21a[4], Gruppe 1 (Lorenz & Schmidt), Patent vom 7. August 1925, ausgegeben am 14. Januar 1928.

Zur Beseitigung schädlicher Oberwellen soll erfindungsgemäß eine Kopplungsanordnung verwendet werden, bei

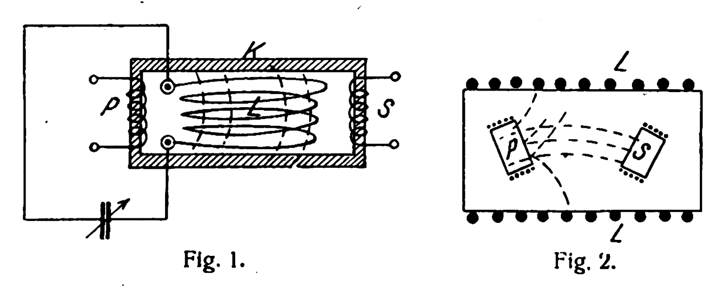


Fig. 1. Fig. 2.

der die Primär- mit der Sekundärspule derartig lose gekoppelt ist, daß infolge der dadurch bedingten großen Streuinduktanz nur geringe Leistungen übertragen werden. Durch Einschaltung von Spulen in den Streuweg, die mittels Kondensatoren auf die Nutzfrequenz abgestimmt sind, wird die Streuung für die Nutzfrequenz zum größten Teil aufgehoben, während sie für die Oberwellen erhalten bleibt. In Fig. 1 bedeutet P die Primärspule, S die Sekundärspule. Durch die geometrische Gestaltung des Eisenkernes K wird ein sehr großer magnetischer Streukraftfluß erzielt. Durch die Spule L, die mit dem Kondensator zusammen auf die Nutzfrequenz abgestimmt ist, wird diese Streuung für die Nutzfrequenz größtenteils aufgehoben. Die Spule L kann auch auf den langen Schenkeln des Eisenkernes angeordnet sein. Die Anordnung der Fig. 1 ist besonders für Nieder- und Mittelfrequenz geeignet. Die Fig. 2 zeigt eine besonders für Hochfrequenz geeignete Anordnung, bei der die lose miteinander gekoppelten Primärspule P und Sekundärspule S im Innern einer Spule L angeordnet sind, die auf die Nutzfrequenz abgestimmt wird.

Beseitigung störender Wellen.

Franz. Pat. 628 407 (Lorenz).

Zur Beseitigung störender Wellen soll die Kopplung erfindungsgemäß mit zwei Kreisen gegenphasig erfolgen, so daß eine Kompensation der Störwellen auftritt. Bei der

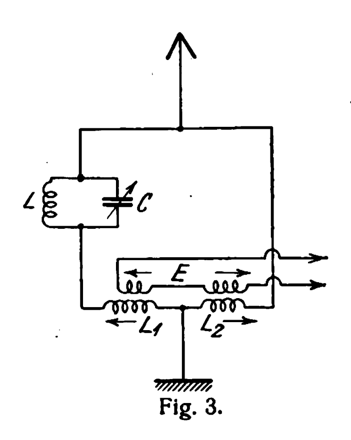


Fig. 3.

in Fig. 3 dargestellten Empfangsanordnung ist der Antennenkreis in zwei Zweige geteilt, die zwei Selbstinduktionen L_1 und L_2 enthalten, die mit dem gemeinsamen Empfangskreis E gegenphasig gekoppelt sind. In dem

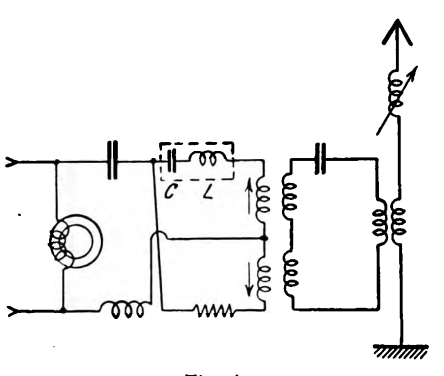


Fig. 4.

einen Kreis ist ein Sperrkreis LC eingeschaltet, der auf die aufzunehmende Empfangsfrequenz abgestimmt ist. Durch die gegenphasige Kopplung der Spulen L_1 und L_2 mit dem

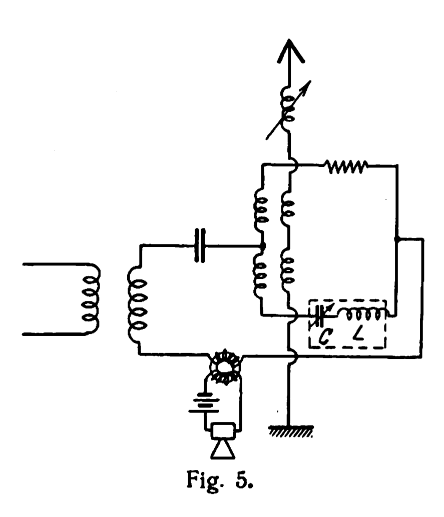


Fig. 5.

Empfangskreis E werden alle Frequenzen kompensiert und nur die Nutzfrequenz, die durch den Sperrkreis L, C in einem Kreis unterdrückt ist wird übertragen. Notwendig ist es, daß die Spulen L_1 und L_2 so groß ausgebildet sind, daß sie die Amplitude und Phase der Ströme in beiden Zweigen praktisch bestimmen, so daß tatsächlich eine gegenphasige Kompensation eintritt.

Eine Anordnung zur Beseitigung von Oberwellen bei Verwendung von Frequenzwandlern zeigt Fig. 4. Hier ist in dem einen Zweig eine Kombination von Kapazität C und Selbstinduktion L eingeschaltet, die auf die Störwelle abgestimmt ist.

Eine Anordnung zur Unterdrückung der Trägerwelle zeigt Fig. 5 (D.R.P. 455 155), bei der die Kombination aus Selbstinduktion L und Kapazität C auf die Trägerwelle abgestimmt ist.

Frequenztransformator.

D.R.P. 454 065, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Dornig), Patent vom 18. März 1925, ausgegeben am 31. Dezember 1927.

Bei der in Fig. 6 dargestellten Anordnung sind erfindungsgemäß mit dem Frequenztransformator T, an Stelle eines Sekundärkreises, zwei oder mehrere Parallelkreise K verbunden, die auf gleiche Frequenz abgestimmt sind und

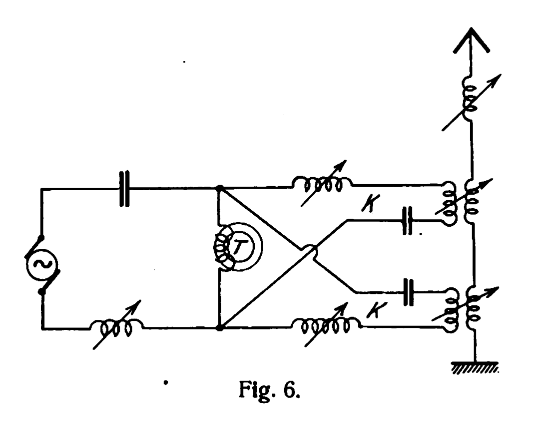


Fig. 6.

auf einen gemeinsamen Nutzkreis wirken. Neben der erhöhten Leistung soll dadurch auch eine starke Verringerung der unerwünschten Nebenwellen erzielt werden.

Piezoelektrische Schwingungskontrolle.

D.R.P. 454 710, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Mix & Genest), Patent vom 19. Mai 1926, ausgegeben am 16. Januar 1928.

Wenn an ein, zwischen zwei Elektroden a, b befindliches Dielektrikum D (Fig. 7) eine Gleichspannung gelegt wird, wird dieses Dielektrikum polarisiert. Druckschwankungen in einem solchen Dielektrikum rufen dann an den Elektroden Spannungsschwankungen hervor und umgekehrt. Er-

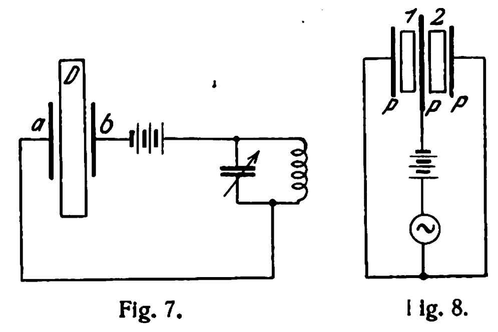


Fig. 7. Fig. 8.

findungsgemäß wird ein derart polarisiertes Dielektrikum in seinen Abmessungen so gewählt, daß seine mechanische eigene Schwingung die erwünschte Frequenz ergibt. Mit einer solchen Anordnung, wie sie z. B. in Fig. 7 dargestellt ist, kann eine piezoelektrische Schwingungskontrolle erzielt werden. Es können auch zwei polarisierte Schichten verwendet werden, wie dies die Fig. 8 zeigt. Die beiden

Schichten 1, 2 liegen zwischen drei Metallplatten *p*, deren mittlere mit der Gleichstromquelle verbunden ist.

Piezoelektrische Schwingungskontrolle.

D.R.P. 454 586, Klasse 21a[4], Gruppe 71 (Telefunken), Patent vom 19. Juni 1926, ausgegeben am 9. Januar 1928, identisch mit brit. Patent 272 954. Text vgl. das Referat in Band **30**, 168, 1927.

Piezoelektrische Schwingungskontrolle.

D.R.P. 494 959, Klasse 21a[4], Gruppe 71 (Telefunken), Patent vom 19. Juni 1926, ausgegeben am 23. Januar 1928, identisch mit brit. Patent 272 954, vgl. das Referat in Band **30**, 168, 1927.

Kurzwellen-Röhrensender.

D.R.P. 454 584, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Westinghouse), Patent vom 28. April 1926, Unions-Priorität vom 28. April 1925, ausgegeben am 14. Januar 1928, identisch mit brit. Patent 251 609, franz. Patent 614 621, Schweizer Patent 120 115, vgl. das Referat in Band **28**, 103, 1926.

Fading-Beseitigung.

D.R.P. 454 209, Klasse 21a[4], Gruppe 22 (Telefunken), Patent vom 21. Sept. 1926, ausgegeben am 3. Januar 1928.

Bei der Uebertragung kurzer Wellen treten infolge Aenderung der Polarisationsrichtung und des Einfallwinkels der Raumwellen Schwunderscheinungen auf. Erfindungsgemäß sollen diese dadurch beseitigt werden, daß drei unter

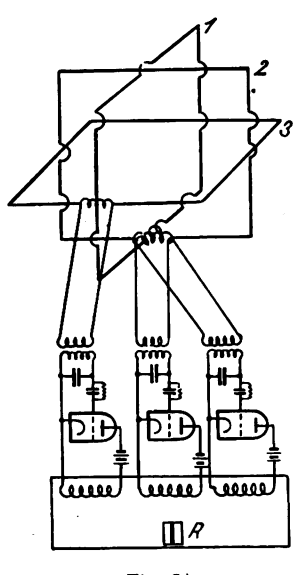


Fig. 9.

einem rechten Winkel zueinander gekreuzte Richtantennen 1, 2, 3 (Fig. 9) verwendet werden und die Schwingungen jeder Antenne nach Gleichrichtung unmittelbar oder über einem Zwischenkreis dem gemeinsamen Anzeigeinstrument *B* zugeführt werden.

Schaltung für Frequenztransformatoren und Streudrosseln.

D.R.P. 454 585, Klasse 21a[4], Gruppe 14 (Lorenz), Patent vom 6. Juli 1926, ausgegeben am 11. Januar 1928, identisch mit brit. Patent 273 772, vgl. das Referat in Band **30**, 169, 1927.

Piezomodulation.

Franz. Patent 625 596 (Materiale Telephonique, 2. Dezember 1926), veröffentlicht am 13. August 1927.

Bei der in Fig. 10 dargestellten Anordnung erfolgt die Modulation dadurch, daß in dem Gitterkreis der Modu-

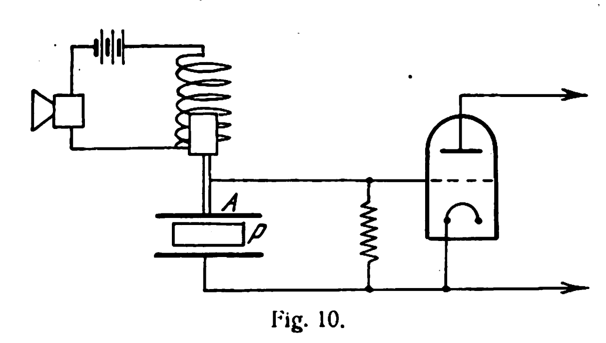


Fig. 10.

lationsröhre ein Piezokristall *P* angeordnet ist und eine Elektrode *A* unmittelbar durch die Mikrophonströme bewegt wird.

Modulationsschaltung für Röhrensender.

D.R.P. 454 375, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Siemens & Halske), Patent vom 25. April 1925, ausgegeben am 4. Januar 1928.

Bei der in Fig. 11 wiedergegebenen Modulationsschaltung ist im Gitterkreis der Senderöhre I ein Begrenzungswiderstand 3 eingeschaltet. Die Rückkopplungsspule 4 liegt im Gitterkreis der Senderöhre, während durch den Transformator 8 mit der Modulationsröhre II der

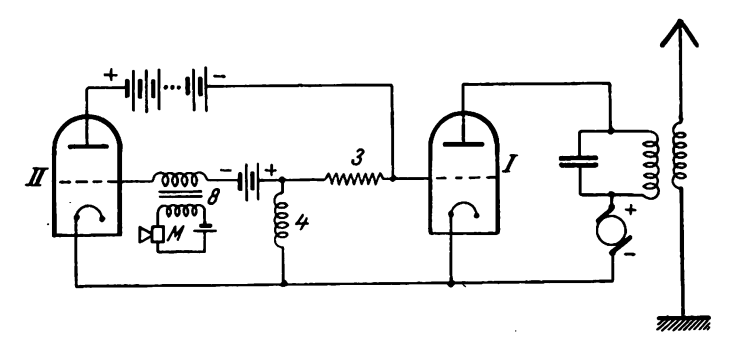


Fig 11.

Mikrophonkreis *M* verbunden ist. Beim Ueberschreiten des bestimmten Momentanwertes des Anodenstromes wird in der Hilfsröhre II ein Strom hervorgerufen (künstlicher Gitterstrom), der den im Gitterkreis der Senderöhre liegenden Widerstand 3 durchfließt, so daß das Gitter der Senderöhre eine solche negative Vorspannung erhält, daß der Anodenstrom nicht mehr zunimmt. Die Schwingungsamplitude des Anodenstromes wird also durch diesen künstlichen Gitterstrom begrenzt. Die Modulation erfolgt dadurch, daß der Einsatzpunkt des künstlichen Gitterstromes im Niederfrequenz-Rhythmus geändert wird.

Richtantennensystem.

Brit. Pat. 280 224 (Bouthillon 4. November 1926), veröffentlicht am 31. Dezember 1927.

Das in Fig. 12 wiedergegebene Richtantennensystem

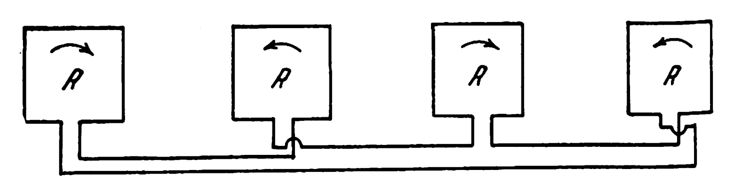


Fig. 12.

soll aus mehreren Rahmen *R* bestehen, die in gleichem Abstand voneinander angeordnet sind. Wenn die Windungen

in einer gemeinsamen Ebene liegen, sind sie gegeneinander zu schalten, wie dies die Fig. 12 zeigt. Bei Anordnung der Windungen in parallelen Ebenen sind die einzelnen Rahmen parallel zu schalten. Die wirksamen Oberflächen oder die

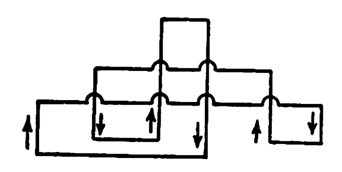


Fig. 13.

Windungszahlen der aufeinanderfolgenden Antennen sollen in einem bestimmten Verhältnis zueinander stehen. Eine besondere Ausführungsform, bei der die verschiedenen Rahmen mit verschieden großen Flächen zu einem gemeinsamen Antennensystem vereinigt sind, zeigt Fig. 13.

Ungerichtetes Senden mit kurzen Wellen auf Metallschiffen.

D.R.P. 454 038, Klasse 21a[4], Gruppe 46 (Telefunken), Patent vom 12. Januar 1926, ausgegeben am 27. Dezember 1927.

Beim Senden auf großen Metallschiffen und Verwendung von nur einer Antenne tritt die Schwierigkeit auf, daß

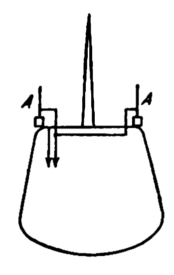


Fig. 14.

die Metallteile beim Senden mit kurzen Wellen die Energie nach der einen Seite auffressen. Erfindungsgemäß werden daher auf beiden Seiten des Schiffes Antennen *A* (Fig. 14) angebracht, um eine Ausstrahlung nach allen Richtungen zu erzielen. Um eine möglichst gute Strahlung zu erzielen, werden die Antennen zweckmäßig lang gemacht und in ihrer Harmonischen erregt. Die Zuführung der Sende-Energie kann durch ein Paralleldraht-System erfolgen.

Beseitigung von Peilstörungen auf Schiffen durch Rückstrahlung.

D.R.P. 454 039, Klasse 21a[4], Gruppe 48 (Telefunken), Patent vom 16. Juni 1926, ausgegeben am 28. Dezember 1927, identisch mit brit. Pat. 272 915, vgl. das Referat in Band **30**, 171, 1927.

Erzeugung elektrischer oder mechanischer Schwingungen.

D.R.P. 455 109, Klasse 21g, Gruppe 31 (Ossillatori Power Corporation), Patent vom 5. November 1922, ausgegeben am 24. Januar 1928.

Durch die in Fig. 15 wiedergegebene Anordnung sollen mit Hilfe eines oszillierenden Elektromotors, mit dem Anker *A* und der Feder *F* elektrische oder mechanische Schwingungen erzeugt werden. Die Sekundärspule *S* eines Transformators *T* zusammen mit der Anker-Selbstinduktion und dem Kondensator *C* bilden den elektrischen Schwingungskreis. *B* ist die Feldwicklung des Elektromotors. Beim Schließen des Gleichstromes erfolgt ein Induktionsstoß, der den Anker in Schwingungen versetzt. Durch den elektrischen Schwingungskreis werden diese Schwingungen aufrecht erhalten.

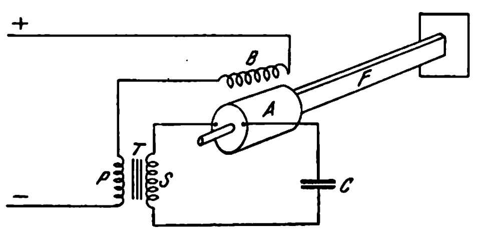


Fig. 15

Johnsen-Rahbek-Relais.

D.R.P. 454 198, Klasse 21g, Gruppe 4, Patent vom 2. März 1919, ausgegeben am 5. Januar 1928.

Die Auslösung oder Beeinflussung mechanischer Kräfte kann dadurch bewirkt werden, daß zwei feste Körper an der Berührungsfläche von einem elektrischen Strom durchflossen werden, so daß infolge der an der Berührungsstelle auftretenden Potential-Differenz elektrische Anziehungs- und Reibungskräfte auftreten.

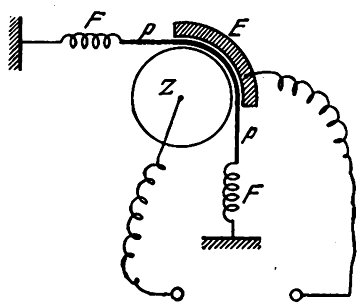


Fig. 16.

Bei der in Fig. 16 dargestellten einfachen Anordnung wird ein Zylinder *Z* in Umdrehung gehalten. Um den Zylinder liegt eine Gelatineplatte *P* und darüber eine Metallfläche *E*. Bei der Drehung wird je nach der Stärke des Stromes die Gelatinefläche mehr oder weniger durch den Zylinder mitgenommen, bis infolge der Federspannungen *F* ein Gleichgewicht eintritt.

Schreibverfahren für Bild-Empfangsgeräte.

D.R.P. 454 765, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Dieckmann), Patent vom 31. Oktober 1926, ausgegeben am 17. Januar 1928.

Um bei der Uebertragung von Bildern am Empfänger die Bildzeichen sofort während der Uebertragung sichtbar zu machen, soll erfindungsgemäß eine Schreibvorrichtung benutzt werden, bei der eine Farbflüssigkeit in feinst zerstäubtem Strahl durch eine sehr enge Blende auf eine Papierwalze geblasen wird. Zwischen der Zerstäuberöffnung und der Blende befindet sich eine äußerst leicht bewegliche Lamelle, die durch die Steuerströme bewegt wird und einen mehr oder weniger großen Querschnittsbruchteil des Farbstoffstrahles abblendet.

Licht-Steuerung mittels Kerrzelle.

D.R.P. 454 610, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Karolus), Patent vom 7. Mai 1925, ausgegeben am 11. Januar 1928.

Bei der Lichtsteuerung mittels Kerrzellen für Zwecke der Bildtelegraphie, des Fernsehens, der Aufzeichnungen von Schall oder andere Zwecke wird gewöhnlich weißes Licht verwendet. Gemäß der Erfindung soll mit Licht gearbeitet werden, das in einem sehr engen Spektralbereich liegt, im Grenzfalle mit einer einzelnen Spektrallinie.

Zweckmäßig wird eine möglichst im kurzwelligen Teil des Spektralbereiches liegende Lichtart verwendet, die photographisch oder chemisch besonders stark wirksam ist.

Bildzerlegungsvorrichtung.

Brit. Pat. 280 630 (Hall 17. August 1926), veröffentlicht am 11. Januar 1928.

Zur Bildzerlegung sollen zwei mit Schlitzen versehene Scheiben koachsial mit verschiedenen Geschwindigkeiten rotieren. Die eine Scheibe besitzt gekrümmte Schlitze *a* (Fig. 17), die andere Scheibe gerade Schlitze *b*, so daß infolge der verschiedenen Geschwindigkeiten alle Punkte der

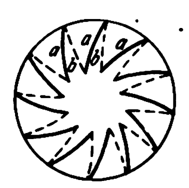


Fig. 17.

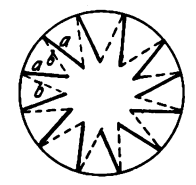


Fig. 18.

Fläche durch die Schnittpunkte beider Schlitze abgetastet werden. Bei einer anderen Ausführungsform (Fig. 18) sind beide Scheiben mit geraden Schlitzen versehen, die geneigt gegeneinander stehen.

Herstellung von Glühkathoden.

D.R.P. 454 806, Klasse 21g, Gruppe 13 (Bell Tel. Manufakt. Co.), Pat. vom 6. März 1927, ausgegeben am 31. Januar 1928.

Die Erfindung betrifft die Herstellung einer Glühkathode, bei der ein metallischer Kern mit einem Elektronen aussendenden Ueberzug, z. B. Karbonaten von Strontium und Barium, versehen ist. Der metallische Kern soll aus einer Legierung von Platin (95%) und Nickel (5%) bestehen, welches beim Erhitzen leicht oxydiert und mit dem Material des Ueberzuges chemische Verbindungen eingeht, so daß das leicht oxydierbare Metall zum Teil in den aktiven Belag eindringt. Die Platin-Nickel-Legierung wird zunächst mit einem leicht schmelzbaren Ueberzug, welcher Erdalkalimetalle, Karbonate von Barium und Strontium, enthält, überzogen. Der Kern wird dann in Gegenwart von Sauerstoff etwa 5—20 Minuten auf ungefähr 1200° erhitzt, so daß ein Gemisch von Oxyden des Nickels und der Erdalkalimetalle entsteht. Sodann wird unter Ausschluß von Sauerstoff, z. B. im Vakuum, der mit diesem Ueberzug versehene Kern einige Minuten auf 1000° erhitzt, um eine Zersetzung des Oxydgemisches in Nickel, Sauerstoff und Oxyd der Erdalkalimetalle zu erzielen.

Röhre mit mehreren Heizsystemen.

Brit. Pat. 280 848 (Helikon, Wien, 16. November 1926), veröffentlicht am 11. Januar 1928.

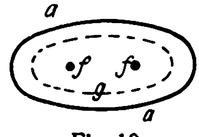


Fig. 19.

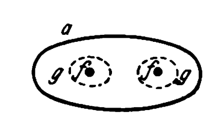


Fig. 20.

Die in Fig. 19 dargestellte Röhre mit mehreren Heizfäden *f* soll mit einer Anode *a* von elliptischer Form umgeben sein. Das Gitter *g* kann ebenfalls elliptische Form haben, oder es können beide Heizfäden mit zylindrischen Gittern *g* umgeben sein, wie dies die Fig. 20 zeigt.

Regelung der Heizung bei Röhren.

Oesterreich. Pat. 107 807 (Neumann, Wien), 14. September 1926, ausgegeben am 10. November 1927.

Zur selbsttätigen Regelung der Heizung verwendet man Metallwiderstände, z. B. Eisendrähte, die in einem mit Gasfüllung versehenen Behälter eingeschlossen sind. Erfindungsgemäß soll ein solcher selbstregelnder Heizwider-

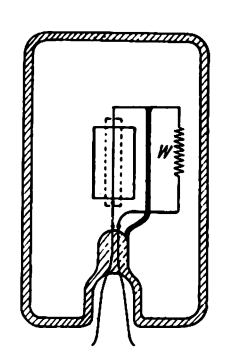


Fig. 21.

stand mit der Röhre zu einem Ganzen zusammengebaut sein, indem er z. B. in dem Hohlraum des Röhrengefäßes untergebracht ist, oder indem der Widerstand *w* ohne besondere Behälter im Innern der Röhre selbst mit angeordnet ist, wie dies die Fig. 21 zeigt.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
446 004	21c/59	20. 1. 28	Drehzahlregler für Hochfrequenzmaschinen
453 947	21c/7	13. 1. 28	Herstellung umsponnener Drähte
*454 038	$21a^4/46$	27. 12. 27	Senden mit kurzen Wellen auf Metallschiffen
*454 039	$21a^4/48$	28. 12. 27	Peilempfänger
*454 065	$21a^4/6$	31. 12. 27	Frequenztransformation
454 081	21g/31	27. 12. 27	Magnetkern
454 174	$21a^2/22$	2. 1. 28	Schutzvorrichtung für Kopfhörer
454 175	$21a^2/25$	31. 12. 27	Lautsprecher
*454 198	21g/4	5. 1. 28	Johnsen-Rakbek-Relais
454 207	$21a^2/36$	3. 1. 28	Telephonverstärker
*454 209	$21a^4/22$	3. 1. 28	Fadingbeseitigung
454 275	$21a^2/1$	3. 1. 28	Telephon
454 279	21c/59	4. 1. 28	Tourenregler für Hochfrequenzmaschinen
454 306	21g/31	2. 1. 28	Siebkette
454 374	$21a^4/66$	5. 1. 28	Spazierstockantenne
*454 375	$21a^4/15$	4. 1. 28	Modulation bei Röhrensendern
454 376	$21a^4/66$	6. 1. 28	Antennenleiter
454 495	$21a^4/29$	16. 1. 28	Schaltung für Mehrfachröhren
454 496	$21a^4/68$	13. 1. 28	Spulenhalter
454 497	$21a^4/72$	11. 1. 28	Vielfach-Kopfhöreranschluß
454 530	$21a^4/29$	13. 1. 28	Mehrfachröhre
454 566	21f/40	19. 1. 28	Sockelkittmaschine für Röhren
*454 583	$21a^4/1$	14. 1. 28	Oberwellenbeseitigung
*454 584	$21a^4/9$	14. 1. 28	Kurzwellen-Röhrensender
*454 585	$21a^4/14$	11. 1. 28	Drosselmudulation
454 586	$21a^4/71$	9. 1. 28	Frequenzkontrolle
*454 610	$21a^1/32$	11. 1. 28	Bildtelegraphie
454 633	$21a^4/22$	14. 1. 28	Störbefreiung beim Empfang
454 634	$21a^4/70$	12. 1. 28	Einstellvorrichtung
*454 710	$21a^4/8$	16 1. 28	Piezoelektrische Schwingungskontrolle
*454 765	$21a^1/32$	17. 1. 28	Bildtelegraphie
454 805	21g/12	18. 1. 28	Glimmentladungsröhre
*454 806	21g/13	23. 1 28	Glühkathode
454 896	$21a^4/6$	19. 1. 28	Hochfrequenzanlage
454 897	$21a^4/68$	21. 1. 28	Kapazitätsaktive Hochfrequenzspule
*454 959	$21a^4/71$	23. 1. 28	Piezoelektrische Schwingungskontrolle
455 032	21g/10	23. 1. 28	Drehkondensator
455 107	$21a^4/38$	24. 1. 28	Herstellung von Detektormaterial
*455 109	21g/31	24. 1. 28	Erzeugung von Schwingungen

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Band 31 April 1928 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Cöthen-Anh.),

herausgegeben von

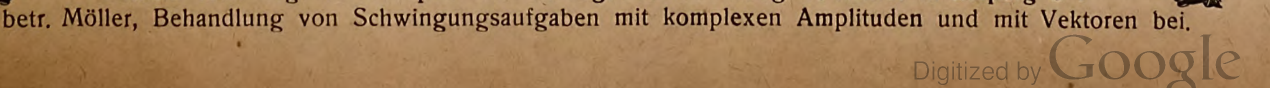
Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. **Mauz**



1928

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe. und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.


Diesem Heft liegt ein Prospekt der **Verlagsbuchhandlung S. Hirzel** in **Leipzig C 1** betr. Möller, Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden und mit Vektoren bei.

BEHANDLUNG VON SCHWINGUNGSAUFGABEN
MIT KOMPLEXEN AMPLITUDEN UND MIT VEKTOREN

VON

PROF. DR. H. G. MÖLLER
Direktor des Instituts für angewandte Physik an der Universität Hamburg

Mit 91 Abbildungen und 1 Tafel
X und 128 Seiten. Oktav. 1928
Broschiert RM. 6.–. Ganzleinen RM. 8.–



VERLAG S. HIRZEL · LEIPZIG C 1

AUS DEM INHALT

I. Abschnitt: Die theoretischen Grundlagen.

1. Grundbegriffe. 2. Welche Rechenoperationen werden beim Studium von Schwingungen gebraucht? 3. Ausführung von Addition und Subtraktion zweier Schwingungen. Graphische Differentiation im Vektordiagramm. 4. Warum ist die reelle Rechnung mit $\sin \omega t$ und $\cos \omega t$ schwülstig? Einführung der komplexen Zeitfunktion $e^{j\omega t}$. 5. Zusammenfassung von Amplitude und Phase in der komplexen Amplitude. 6. Vereinfachung beim Komplexrechnen, an Beispielen erläutert. 7. Ein Bedenken. Was bedeutet die Multiplikation einer komplexen Amplitude mit einem komplexen Faktor? 8. Graphische Darstellung des Zusammenhanges zweier Schwingungen, deren Amplituden $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ durch die linearen Beziehungen $\mathfrak{A} = P\mathfrak{B}$, $\mathfrak{A} = jP\mathfrak{B}$, $\mathfrak{A} = Pe^{j\varphi}\,\mathfrak{B}$ verbunden sind. Lissajousfiguren. 9. Der komplexe Widerstand. 10. Division durch komplexe Widerstände. 11. Übungsbeispiel: Eine Stromverzweigung. 12. Regeln zur Berechnung der Amplituden von Differentialquotienten und Integralen. 13. Hysteresis und komplexe Permenbilität $\mu = \mu_1 + j\mu_2$. 14. Berechnung der Phasenverschiebung zweier Schwingungen. 15. Komplexe Amplituden und Vektordarstellung. 16. Wann sind Multiplikationen unzulässig? 17. Anwendung auf gedämpfte, gekoppelte und fortschreitende Schwingungen.

II. Abschnitt: Beispiele.

1. Zusammenfassung der Theorie. 2. Ein mechanisches Beispiel: die Heusingersteuerung. 3. Die Wheatstonesche Brücke. 4. Herstellung konstanter Spannungen beliebiger Phase. 5. Resonanzkreise. 6. Der Transformator. 7. Wirbelströme im Transformatorblech. 8. Der Drehstromasynchronmotor (Heylandkreis). 9. Beispiele aus der Theorie des Röhrensenders. 10. Verbindung elektrischer Wechselströme mit mechanischen Schwingungen. 11. Beispiele aus der Theorie der Kabel. 12. Beispiele aus der Theorie der Siebketten.

Anhang.

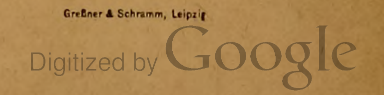
1. Ableitung der Eulerschen Formel $\cos x + j \sin x = e^{jx}$ 2. Ein Hilfssatz. 3. Die allgemeine Lösung. 4. Elektrotechnische Vorbemerkung.

VORWORT

In den Lehrbüchern und Originalabhandlungen über Wechselstrom- und Schwachstromtechnik, drahtlose Telegraphie und Optik wird meist mit komplexen Amplituden gerechnet. Erfahrungsgemäß ist aber Studenten und Ingenieuren das Rechnen mit $e^{j\omega t}$ nicht geläufig. Es fehlte bisher ein Buch, in dem diese Rechenmethode kurz dargestellt und an Hand von Beispielen eingeübt wird. Auf Wunsch meiner Studenten habe ich daher wiederholt ein Sonderkolleg über das Rechnen mit $e^{j\omega t}$ und das Arbeiten mit Vektoren gelesen und dabei besonderen Wert auf die Durchführung zahlreicher Aufgaben gelegt. Denn nur das Durchrechnen von Beispielen übermittelt Fertigkeit in einer Rechenmethode. Dieser Vorlesungspraxis verdankt das vorliegende Buch seine Entstehung.

VERLAG S. HIRZEL · LEIPZIG C 1

Greßner & Schramm, Leipzig



Band 31 April 1928 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

Ernst Busse: Über eine Methode zur Erzeugung von sehr kurzen elektrischen Wellen mittels Hochfrequenzfunken. (Mit 9 Figuren im Text) 97

Herbert Lange: Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen. (Mit 4 Figuren im Text) 105

Franz Eisner, Heinrich Faßbender und Georg Kurlbaum: Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- u. Bodenstationen. (Mit 11 Figuren und 4 Tafeln im Text) 109

E. Döring: Über den Einfluß hoher ohmscher Anodenwiderstände auf den Gitterwiderstand von Verstärkerröhren. (Mit 7 Figuren im Text). 110

F. A. Fischer: Eine neue Methode zur experimentellen Aufnahme der Richtkennlinie einer Antenne. 121

Seite

Zusammenfassender Bericht: Manfred von Ardenne und Wolfgang Stoff. Über die Kompensation der schädlichen Kapazitäten und ihrer Rückwirkungen bei Elektronenröhren. (Mit 7 Figuren im Text). 122

Referate

R. Gunn (J. Zenneck): Das Torusolenoid. Eine verbesserte Spulenform. (Mit einer Figur im Text). 129

J. Coga (J. Zenneck): Ein neuer Frequenz-Transformator oder Frequenzwandler. (Mit einer Figur im Text.) 129

A. Hund (J. Zenneck): Piezo-elektrischer Generator mit geringer Rückwirkung. (Mit 2 Figuren im Text). 129

Carl Lübben: Patentschau. (Mit 13 Figuren im Text) 130

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Über eine Methode zur Erzeugung von sehr kurzen elektrischen Wellen mittels Hochfrequenzfunken.

Von Ernst Busse, Jena*).

Einleitung.

Es gibt in der theoretischen und angewandten Physik eine Reihe von Problemen, zu deren Erforschung Wechselströme von außerordentlich hoher Frequenz benötigt werden. Handelt es sich beispielsweise darum, genauere Messungen irgendwelcher Art an elektrischen Wellen zu machen, die sich über ein räumliches Gebiet von mehreren Wellenlängen erstrecken sollen, so wird es immer erstrebenswert sein, mit möglichst kleinen Wellenlängen zu arbeiten, um die räumliche Ausdehnung der Laboratorien nicht zu groß wählen zu müssen. Die Konzentrierung hochfrequenter Energie mit Hilfe von Spiegeln oder Linsen oder einer Kombination beider Mittel, die in neuerer Zeit für medizinische Zwecke Bedeutung zu gewinnen scheinen, zeitigt bei Anwendung von ganz kurzen Wellen auch weniger Schwierigkeiten.

Da nun die bisherigen Versuche, mit Röhren Wechselströme zu erzeugen, deren Frequenz beträchtlich über 10^8/sec liegt, nur sehr geringe Energieausbeute ergeben haben, und da außerdem der Aufbau und Betrieb eines solchen Senders nicht ohne Schwierigkeiten durchführbar ist, lag es nahe, die Erzeugung sehr kurzer Wellen nach einer anderen Methode zu versuchen.

Stellung der Aufgabe.

Es sollte unabhängig von anderen Arbeiten und modernen Methoden versucht werden, mittels Funken elektrische Wellen von etwa 30 cm Wellenlänge herzustellen. Dabei war eine möglichst hohe Energieausbeute zu erstreben.

*) Dissertation aus dem Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena.

Arbeitsgang.

Schon bei der Stellung der Aufgabe schien eine genaue theoretisch-rechnerische Erfassung der Größen und Dimensionen für elektrische Kreise, die eine Frequenz von 10^9/sec haben sollten, ausgeschlossen. Die Gründe sind darin zu suchen, daß man mit den bisher bekannten Mitteln und Methoden keine der in Frage kommenden elektrischen Größen, ihrem absoluten Werte nach genau bestimmen kann. Es ist wahrscheinlich, daß die für den schwingenden Zustand allein in Frage kommende dynamische Kapazität der Kreise wesentlich von der unter Anwendung von Gleichspannung oder Wechselstrom niederer Frequenz meßbaren Kapazität abweicht, wenn man in das Gebiet der extrem hohen Frequenzen übergeht.

Weiterhin ist die Bestimmung der wirksamen Selbstinduktion nicht möglich wegen der unkontrollierbaren Einflüsse, die Skineffekt und andere Wirkungen bei diesen Frequenzen haben könen, da die Stromverteilung von der, den theoretischen Berechnungen zugrunde liegenden, wesentlich abweichen wird.

Eine Bestimmung des Gesamtwiderstandes in einem Kreise ist bei derart hohen Frequenzen ebenfalls nicht möglich, da der Ohmsche Widerstand nur den allergeringsten Teil der wirksamen Widerstände ausmachen wird. Wie groß im einzelnen die Einflüsse des Funkenwiderstandes und der zusätzlichen Widerstände, die durch Hauteffekt hinzukommen, sind, läßt sich nicht einmal abschätzen. Ebenso ist der Strahlungswiderstand eines solchen Kreises nicht berechenbar. Daß er eine recht beachtliche Größe haben muß, wird daraus gefolgert, daß erfahrungsgemäß ein geschlossener Kreis bei sehr hohen Frequenzen schon ziemlich erhebliche Leistungen auszustrahlen imstande ist.

Auch an eine nur rohe Abschätzung dieser Größen war wegen der teilweise außerordentlich unvollständigen Angaben älterer Verfasser, die mit primitivsten Mitteln und Meßmethoden arbeiteten, nicht zu denken. Die Untersuchung war daher in erster Linie darauf angewiesen, experimentell den Einfluß der verschiedenen Größen nach Maßgabe des gesteckten Zieles zu erklären. Es wurde also versucht, ausgehend von längeren Wellen durch entsprechende Aenderung der elektrischen Bestimmungsgrößen des Schwingungskreises die erzeugte Wellenlänge immer kleiner werden zu lassen und dabei zu untersuchen, ob und durch welche Mittel sich eine Energieverminderung vermeiden ließe.

Zu Beginn der Arbeit wurde eine normale, siebenteilige Löschfunkenstrecke der Firma Telefunken verwandt. Der äußere Durchmesser der Funkenstrecke betrug 85 mm, der wirksame Durchmesser des Silberbelages, bei dem der Funkenübertritt stattfindet, betrug 51 mm. Mit dieser Funkenstrecke wurde in einem in bekannter Weise angekoppelten Stoßkreis eine Welle von anfangs 200 m erzeugt. Durch systematische Verkleinerung der Spulen und Kondensatoren wurden immer kleinere Wellen hergestellt. Bei 100 m, 70 m, 42 m, 28 m, 20 m, 15 m und 12 m Wellenlänge wurden Resonanzkurven aufgenommen. Diese zeigten im wesentlichen normalen Verlauf. Auch die aus ihnen berechnete Dämpfung nahm erst bei den kleinsten Werten der Wellenlänge wesentlich zu. Das Flacherwerden der Resonanzkurve nach der Seite der längeren Wellen zu, das ja auch bei langen Wellen beobachtet wird, wurde mit kürzer werdender Wellenlänge auffälliger. Besonders bei der Aufnahme von Resonanzkurven bei Wellen unter 20 m trat diese Erscheinung auch bei sehr loser Kopplung des Resonanzkreises auf. Fig. 1 zeigt den typischen Verlauf einer solchen Resonanzkurve für etwa 15 m Wellenlänge.

Da sich unerwarteterweise bis herab zu diesen Werten der Wellenlänge wesentliche Hindernisse nicht bemerkbar gemacht hatten, wurde ohne Einschieben eines weiteren Zwischenwertes der Uebergang zu Wellen von etwa 3 bis 4 m Länge ausgeführt. Da die Kapazitäten und Selbstinduktionen des Schwingungskreises immer kleiner wurden und da außerdem mit zunehmendem Kürzerwerden der Wellenlänge das Sprühen an den Rändern der Belegung des Stoßkreiskondensators immer mehr zunahm und öfters zur Zerstörung desselben führte, wurde aus Gründen des mechanischen Aufbaus und, um eine genügend gute Isolation zu sichern, eine Unterteilung der Stoßkreiskapazität in der Art vorgenommen, daß eine möglichst symmetrische Verteilung der elektrischen Größen im Schwingungskreis gewahrt blieb. Es wurden also zwei gleiche Einplattenkondensatoren zu beiden Seiten der Funkenstrecke angebracht. Das Dielektrikum wurde abwechselnd aus Glas oder Glimmer gewählt. Zwischen den Kondensatoren war ein kurzer Messingbügel angebracht, der die Selbstinduktion des Kreises darstellte.

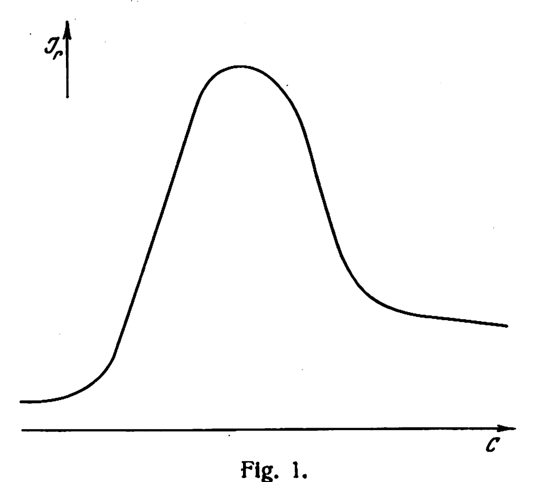


Fig. 1.
Resonanzkurve eines Löschfunkensenders bei $\lambda = 14{,}5$ m.

Das Schaltungsschema zeigt Fig. 2. Mit dieser Schaltung wurde eine Reihe von Versuchen durchgeführt. Es sollte zunächst die günstigste Kopplung einer Antenne an den Schwingungskreis ermittelt werden. Als Antenne wurde ein auf die Welle des Stoßkreises abgestimmter Dipol verwandt. Es zeigte sich, daß infolge des hohen Strahlungswiderstandes des Dipols eine sehr feste Kopplung gewählt

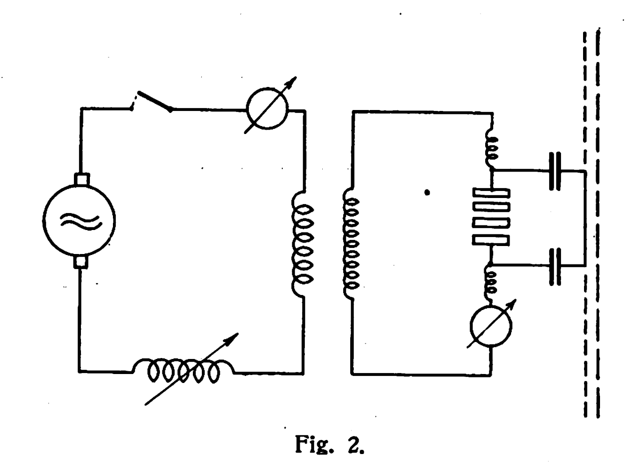


Fig. 2.

werden mußte, um eine möglichst hohe Ausstrahlung von Energie zu erreichen. Die Messungen über die Stärke der ausgestrahlten Leistung wurden in einem Abstand von mehreren Wellenlängen vorgenommen. Hierbei wurde in folgender Weise verfahren. Ein Drahtbügel wurde mit einem veränderlichen Kondensator genau auf die Arbeitswelle abgestimmt. Mit dem Bügel war ein kurzes, gerades Drahtstück lose gekoppelt und die Enden desselben über einen Detektor mit einem Galvanometer verbunden. Die Ausschläge des Instrumentes wurden als Maß der Feldstärke angesehen, wobei auf eine Feststellung des genauen Proportionalitätsfaktors verzichtet wurde und nur nach dem größtmöglichen Ausschlag gesucht wurde. Die Anordnung stand etwa 9 m vom Sender entfernt, der eine Welle von 2,82 m erzeugte. Der Durchschnitt verschiedener Messungen ergab folgendes:

Dipolabstand cm:	sehr groß	30	15	10	8	6	4	3	2	1	0,5	0,1	0,00
Instrumentausschlag:	2	3	3,8	4,5	5	6	7,5	8,5	9,7	11,7	13	17	72 Sktle.

Aus dieser Tabelle geht hervor, daß eine ganz feste Kopplung am besten wirkte, bei der der Dipol ein Stück des Kreises selbst ersetzte, oder anders ausgedrückt, bei dem zwei Dipolhälften galvanisch an den Kreis gekoppelt wurden. Eine festere Kopplung kann aus Gründen der räumlichen Anordnung nicht gewählt werden. Es ist wahrscheinlich, daß eine noch festere Kopplung die Grenze der kritischen Kopplung noch nicht überschritten hätte. Im Laufe der weiteren Untersuchungen wurde die ermittelte beste Ankopplungsart des Dipols beibehalten, da jede Aenderung zu loserer Kopplung und damit zu einer Verminderung der ausgestrahlten Energie führte.

Nun wurde versucht, eine weitere Energiesteigerung auf andere Weise zu erzielen. Da die Energie, die durch die Entladung eines Kondensators über eine Funkenstrecke er-

halten werden kann, durch die Gleichung $N = n\,C\frac{V^2}{2}$ dargestellt wird, wobei n die Funkenzahl in der Sekunde, C die Kapazität des Kreises und V die Ueberschlagspannung der Funkenstrecke bedeutet, wurde versucht, durch Aenderung einer dieser Größen eine weitere Steigerung der erzeugten Hochfrequenzenergie zu erreichen. Mit einer Vergrößerung der Stoßkreiskapazität mußte notwendig auch eine Vergrößerung der Wellenlänge verbunden sein, wenn nicht die Selbstinduktion um einen entsprechenden Betrag verkleinert werden kann. Letzteres ließ sich nicht erreichen, da die Selbstinduktion durch die einfache Anordnung eines Bügels schon auf den kleinstmöglichen Wert gebracht worden war. Da also eine Energieerhöhung nur bei Vergrößerung der Wellenlänge möglich war, wurde das Mittel der Kapazitätsvergrößerung, verworfen.

Eine Steigerung der Entladespannung war bei den gegebenen Mitteln nur durch Hinzunahme einer oder mehrerer Teilfunkenstrecken zu erreichen. Damit wäre die räumliche Ausdehnung, die Länge des Selbstinduktionsbügels und damit auch eine Vergrößerung der Wellenlänge erfolgt. Zur Steigerung der Energie blieb also nur die Erhöhung der sekundlichen Funkenzahl übrig. Bis zu diesem Punkte der Arbeit war mit einer Funkenfrequenz von 1000 Funken pro Sekunde gearbeitet worden. Diese wurde dadurch erreicht, daß zur Speisung des Hochspannungstransformators Wechselstrom von 500 Perioden verwandt wurde. Selbstverständlich wurde auf niederfrequente Abstimmung geachtet. Da eine Tausendperiodenmaschine im Institut zur Verfügung stand, wurde versucht, die Funkenzahl durch Verwendung von 1000periodigem Wechselstrom auf der Niederfrequenzseite auf das Doppelte zu steigern. Partialfunken ließen sich in dieser Anordnung jedoch aus bestimmten Gründen, die in den zur Verfügung stehenden Apparaten zu suchen waren, nicht ganz vermeiden, und so war die Steigerung der Energie, die tatsächlich festgestellt wurde, nur etwa im Verhältnis 1 : 1,8.

Da eine weitere Steigerung der Funkenzahl nun zur weiteren Energieerhöhung erwünscht schien, ein Wechselstromgenerator für eine höhere Frequenz als 1000/sec aber nicht zur Verfügung stand, wurde beschlossen, zu versuchen, ob eine weitere Energiesteigerung durch eine Funkenfrequenz von 10^5 festgestellt werden könnte. Es sollten also in hochfrequenter Folge Funken erzeugt und festgestellt werden, ob und wie weit diese noch aktiv, also geeignet zur Erzeugung von Schwingungen noch höherer Frequenzen, wären.

Zur Erzeugung dieser primären Hochfrequenz wurde ein Röhrengenerator von etwa 500 Watt Hochfrequenzleistung gebaut. Die Energie wurde über einen Lufttransformator mit variabler Kopplung der Funkenstrecke zugeführt, die parallel zu einem Kondensator lag, der zur Abstimmung des sekundären Transformatorkreises auf die Welle des Röhrengenerators diente. In der Hauptsache wurde mit dem Röhrengenerator eine Welle von etwa 1000 m Länge hergestellt. Das entspräche also einem Wechselstrom von $3 \cdot 10^5$ Perioden pro Sekunde. Die von der Röhre erzeugte Leistung reichte zunächst nicht aus, um die Funkenstrecke dauernd und betriebssicher ganz durchschlagen zu lassen, wenn aktive Funken erhalten werden sollten. Darum wurde vorerst versucht, die Hochfrequenz zum Betrieb der Funkenstrecken auf anderem Wege herzustellen. Da eine zweite Löschfunkenstrecke von ausreichender Leistungsfähigkeit vorhanden war, wurde mit dieser primär eine Welle von jeweils 1000 bis 2000 m Länge hergestellt und in angegebener Weise auf die zweite Funkenstrecke, die zur Erzeugung der ultrakurzen Welle diente, gekoppelt. Es ergab sich also folgendes Schaltbild von Fig. 3:

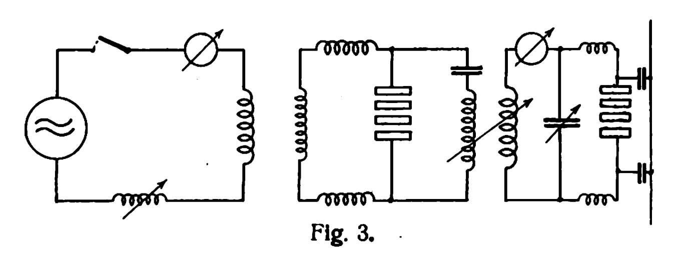


Fig. 3.

Eine weitere Vereinfachung dieser Anordnung wurde dadurch erreicht, daß die Funktionen der beiden Funkenstrecken in einer vereinigt wurden. Neben dem Kreis für die 3-m-Welle lag dann an der gleichen Funkenstrecke noch ein Stoßkreis für 1000 bis 3000 m Wellenlänge. Das Schaltbild dieser Anordnung, die noch einen recht brauchbaren Wirkungsgrad zeigte, war das von Fig. 4.

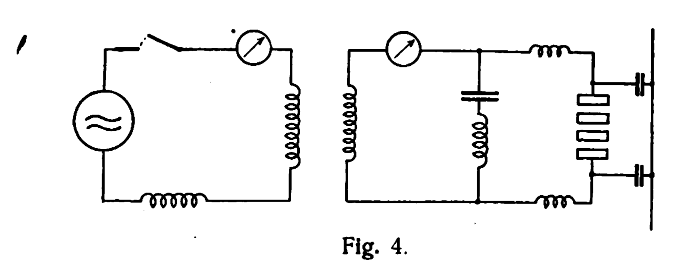


Fig. 4.

Es hatte sich bei allen diesen Anordnungen als vorteilhaft herausgestellt, die Funkenstrecken aus der ursprünglichen Einspann- und Haltevorrichtung zu entfernen und in eine besonders gebaute Vorrichtung einzuspannen. Die übliche Anordnung besteht aus zwei metallenen Endplatten, die durch mehrere ebenfalls metallische Stäbe verbunden sind. Da die Funkenstrecke und der an dieser befestigte Schwingungskreis sich zwischen den metallischen Endplatten befindet, bildet die Haltevorrichtung einen Kurzschlußkreis, der verhältnismäßig fest mit dem Stoßkreis für die Kurzwellenerzeugung gekoppelt ist. Dadurch werden dem Stoßkreis erhebliche Energiemengen entzogen und nutzlos vernichtet. Das zeigte sich schon rein äußerlich darin, daß beim Betrieb der Funkenstrecke die Haltevorrichtung stark erwärmt wurde. Die neue Einspannvorrichtung wurde also, um Verluste möglichst zu vermeiden, aus einem Isoliermaterial, in unserem Falle aus trockenem Holz, hergestellt.

Mit der so beschriebenen Anordnung wurden Reichweiten- und Empfangsversuche angestellt, da Empfänger für Wellen von 3 m Länge noch vorhanden waren. Eine Strecke von etwa 20 km Länge konnte bei Telegraphieversuchen mit dieser Anordnung noch sicher überbrückt werden. Es zeigte sich jedoch beim Empfang ein unerwarteter Uebelstand, daß nämlich eine scharfe Abstimmung der Welle am Empfänger nicht möglich war, da der Empfang über einen ganzen Frequenzbereich gleichmäßig laut zu sein schien. Auch die Aufnahme einer Resonanzkurve am Sender zeigte stets sehr breiten Verlauf der Kurve, als dessen Ursache zunächst irrtümlich eine extrem hohe Dämpfung vermutet wurde. Der wahre Grund stellte sich erst bei den folgenden Versuchen heraus.

Um die Wellenlänge weiter zu verringern, sollte die räumliche Anordnung und der Aufbau der Funkenstrecken noch weiter verkleinert werden. Zu diesem Zwecke wurden die Kühlplatten, die (nach B o a s) zwischen den einzelnen Plattenfunkenstrecken eingefügt waren, entfernt. So konnte eine Verkürzung der gesamten Anordnung auf etwa

die Hälfte erreicht werden und auch die seitliche Ausdehnung verringerte sich um einige Zentimeter. Die Kühlplatten konnten aber nur entfernt werden, wenn die Funktionen der primären Hochfrequenzerzeugung und die der Kurzwellenerzeugung wieder in zwei getrennten Funkenstrecken vorgenommen wurden. Wenn nämlich die gleiche Funkenstrecke benutzt wurde, stieg die Erwärmung derart, daß eine ausreichende Kühlung der Funkenstrecke nicht mehr möglich war. Es hatte den Anschein, als würden auch mit dieser Anordnung noch sehr kurze Wellen erzeugt, jedoch war eine Messung der Wellenlänge oder die Aufnahme einer Resonanzkurve nicht mehr möglich, weil eine scharfe Abstimmung nicht mehr gefunden werden konnte.

Der Grund für diese schon bei der 3-m-Welle auftretenden Erscheinung läßt sich aus einer einfachen Ueberlegung erkennen. Wie aus dem vorher Dargelegten hervogeht, liegen die Kondensatoren, die den Bügel des Schwingungskreises tragen, einseitig an der Funkenstrecke.

Denkt man sich nun durch die ganze Anordnung einen senkrechten Schnitt, so ergibt sich Fig. 5. Unter der Annahme, daß im Augenblick des Funkenübergangs die Funkenstrecke einen Teil der Strombahn darstellt, ergibt sich, daß die vom Strom umschlossene Fläche je nach der Uebergangsfläche des Funkens an der breiten Plattenfunkenstrecke wechseln kann. Infolgedessen kann man auch einen einheitlichen Wert der wirksamen Selbstinduktion des Kreises und damit auch der Wellenlänge nicht mehr erwarten, sondern es wird ein ganzes Spektrum von Wellen eines bestimmten Spektralgebietes erzeugt werden.

Wenn nun im weiteren Verlauf der Arbeit eine möglichst eindeutig bestimmte Frequenz erzeugt werden sollte, so mußte versucht werden, eine Anordnung zu finden, bei der der beschriebene Uebelstand nicht auftritt. Eine Löschfunkenstrecke läßt einen räumlichen Aufbau, der einen eindeutig bestimmten Stromweg vorschreibt, nicht zu. So ergab sich die Notwendigkeit, von nun ab zur Erzeugung der ultrakurzen Wellen nicht mehr eine Löschfunkenstrecke zu benutzen, sondern eine solche, bei der der Ueberschlag

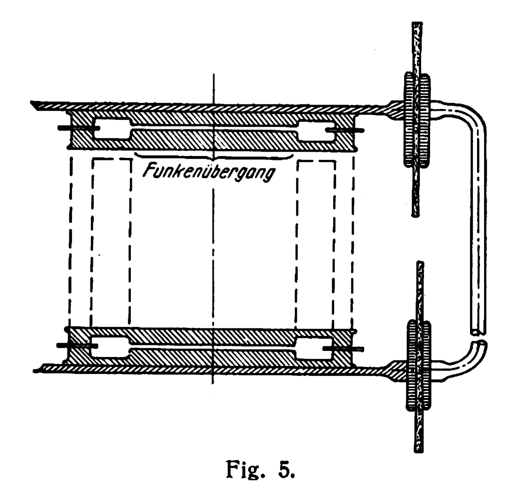


Fig. 5.

möglichst immer an der gleichen Stelle erfolgt, also eine Kugel- oder noch besser Spitzenfunkenstrecke. Die Verwendung einer derartigen Funkenstrecke war zunächst nicht geplant gewesen, da angenommen wurde, daß die Benutzung einer Löschfunkenstrecke einen besseren Wirkungsgrad ergeben würde. Die nunmehr verwandte Kugelfunkenstrecke wurde in der gleichen Weise, wie bisher, mit dem Kurzwellenstoßkreis und dem Dipol verbunden. Diese Anordnung ergab bei der zunächst verwendeten Schaltung mit zwei Plattenkondensatoren von je 35 cm als Stoßkreiskapazität eine Welle von 72 cm, die sich verhältnismäßig scharf abstimmen ließ. Die Messung der Wellenlänge wurde an einem L e c h e r system vorgenommen. Als Indikator wurde meist eine Glimmröhre benutzt,, die eine ausreichend genaue Messung gestattete. Außerdem war noch ein A r o n - sches Rohr vorhanden, bei dem Knoten und Bäuche der auftretenden, stehenden Welle noch gut beobachtet werden konnten.

Die Funkenstrecke erwärmte sich beim Betrieb recht erheblich. Um eine bessere Kühlung und gleichzeitig eine möglichst schnelle Löschung der Funken zu erzielen, wurde die Funkenstrecke in Wasserstoff eingebettet. Zu diesem Zwecke wurde sie in ein Glasgefäß eingebaut, das auf beiden Seiten durch Metallplättchen luftdicht abgeschlossen war. Diese Metalldeckel trugen die Elektroden einerseits und dienten außerdem zur Befestigung des Schwingungskreises und der Zuleitungen. Der obere Metalldeckel hatte zwei Durchbohrungen, durch die das Kühlgas zu- und abgeleitet werden konnte. Die Verwendung von reinem Wasserstoff war bei Dauerbetrieb zu kostspielig, deshalb wurde Leuchtgas benutzt. Da der Druck in der hiesigen Gasleitung nicht ausreichte, um genügend große Gasmengen durch die Funkenstrecke zu fördern, war noch ein Zentrifugalgebläse vorgesehen, das den Druck in der Zuleitung erhöhen konnte. Außerdem trug der obere Deckel ein Gewinde mit Ablesevorrichtung für die Regelung des Elektrodenabstandes, der so auf $^1/_{100}$ mm genau abgelesen werden konnte.

Eine weitere Verkleinerung der Kapazitäten und gedrungenster räumlicher Aufbau ermöglichten dann die Erzeugung einer Welle von nur etwa 30 cm Länge. Damit war also das Ziel der Arbeit in einer Hinsicht wenigstens erreicht.

Aus Gründen der Konstanz, die für Meßzwecke unbedingt erforderlich war, weiterhin weil eine höhere Funkenzahl bei ungedämpfter Anregung zweifellos angenommen werden kann, wurde bei den folgenden Untersuchungen und Messungen zur Erzeugung der primären Hochfrequenz zum Betrieb der Funkenstrecke ausschließlich der schon erwähnte Röhrengenerator von $^1/_2$ kW Hochfrequenzleistung benutzt. Um die Einflüsse der einzelnen Faktoren und Anordnungen auf Energie- und Wellenlänge annäherungsweise, also qualitativ, zu ermitteln, wurde mit der so entwickelten Versuchsordnung eine Reihe von Messungen durchgeführt.

Der endgültige Aufbau der Versuchs- und Meßeinrichtungen, die sich als günstigste erwiesen hatten, war also folgender: Ein Röhrengenerator arbeitete in induktiver Rückkopplungsschaltung auf einer Welle von fast immer 960 m. Die Heizung der Röhre erfolgte mit Wechselstrom von 50 Perioden. Als Anodenspannung konnte hochgespannter Gleichstrom oder Einphasenwechselstrom von 50, 500 oder 1000 Perioden benutzt werden. Mit dem Arbeitskreis dieser Röhren war eine Spule gekoppelt, die mit einem Kondensator von etwa 100 cm Kapazität und einem Variometer auf die Welle des Röhrengenerators abgestimmt wurde. Die günstigste Kopplung zum Betrieb wurde jeweils ermittelt und eingestellt. Die Funkenstrecke zur Kurzwellenerzeugung war parallel zu der Abstimmkapazität geschaltet und über kleine Drosseln von 2 cm Durchmesser und 25 Windungen mit den Belegungen des Kondensators verbunden. Die Drosseln genügten, um die ultrakurze Welle von der übrigen Apparatur fernzuhalten, ließen jedoch die primäre Hochfrequenz, die zur Anregung der Funkenstrecke diente, ungehindert passieren. Der Strom zur Funkenstrecke konnte mit einem Hitzdrahtinstrument der Firma H a r t m a n n und B r a u n gemessen werden. An der Funkenstrecke lagen beiderseits je ein Zylinderkondensator, der aus einem äußeren Messingzylinder, einer Glasröhre von 0,9 mm

Wandstärke und einer inneren Belegung, die als Vollstab von 9 mm Durchmesser ausgebildet war, bestand. Die Glasröhren müssen aus möglichst gutem Schottschen Minosglas bestehen, da sonst leicht Erwärmung und Zerstörung durch Durchschlag auftritt. Plattenkondensatoren, die auch verwandt wurden, eigneten sich weniger im Betrieb, da an den Rändern der Belegung viel stärkeres Sprühen und leichterer Durchschlag erfolgte als bei den angegebenen Zylinderkondensatoren. Die inneren Belegungen beider Kondensatoren bestanden aus einem Stück, das an beiden Seiten Vorrichtungen zur Befestigung von Verlängerungen, also eines Dipols, hatte. Das Schaltschema zeigt Fig. 6.

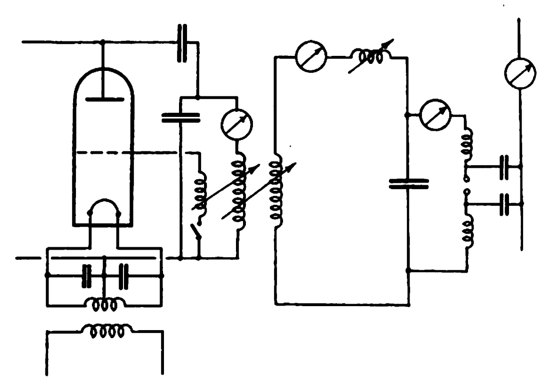


Fig. 6.

Diskussion der Messungen.

Bei den Messungen war mit einer Reihe von teilweise bisher unüberwindlichen Schwierigkeiten zu kämpfen. Zunächst sind die Angaben aller bisher bekannten Meßinstrumente bei sehr hohen Frequenzen außerordentlich unzuverlässig und schwer auf Absolutwerte zu reduzieren. Bei einer Wellenlänge von 3 m konnten unter gewissen Vorsichtsmaßregeln noch normale Hitzdrahtinstrumente der Firma Hartmann und Braun verwandt werden. Es ergab sich dabei aber, daß die Angaben verschiedener Instrumente stark differieren und unzuverlässig werden. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich in kapazitiven Nebenschlüssen im Instrument und den verhältnismäßig hohen induktiven Widerständen des Systems, welche Wirkungen zusammen eine erhebliche Fälschung der Meßresultate ergeben können. Wenn man jedoch ein solches Instrument möglichst mit der zum Betrieb benutzten Frequenz nacheicht, können seine Angaben bescheidenen Ansprüchen genügen. Zu genaueren Messungen wurde ein Luftampèremeter benutzt, das in verschiedenen Ausführungen, in einfacher und komplizierter Form, angefertigt wurde. Auch dies Instrument war nicht mehr zuverlässig in seinen Angaben, wenn man zu noch kürzeren Wellenlängen übergeht. Einmal werden die Angaben eines solchen Instrumentes durch die Einflüsse des Skineffekts gefälscht, außerdem macht sich der Umstand störend bemerkbar, daß zur Messung kleiner Ströme eine bestimmte Länge des Fadens erforderlich ist, was bei kleinen Wellenlängen zur Folge hat, daß die Stromverteilung längs des Fadens auch in erster Annäherung nicht mehr als gleichmäßig anzusehen ist. Messungen mit Thermoelementen sind auch wieder aus Gründen des Skineffektes nicht zuverlässig, außerdem machen sich die Zuleitungen zum Galvanometer, auch bei allen Vorsichtsmaßregeln sehr störend bemerkbar und geben zu kapazitiven Nebenschlüssen und anderen Fälschungen der Meßresultate Anlaß. Eine Methode, mit der eine einwandfreie Messung der absoluten Strömstärken vorgenommen werden kann, konnte leider im Rahmen dieser Untersuchung nicht gefunden werden. Qualitativ jedoch geben alle angeführten Methoden brauchbare Vergleichswerte.

Der Strom im Dipol wurde in der Art gemessen, daß der Dipol einseitig um eine halbe Wellenlänge verlängert wurde. Die Gesamtlänge war dann also gleich der Wellenlänge. In dem zweiten auftretenden Strombauch wurde mit einem Luftampèremeter ein Ausschlag gemessen, der mit einem äquivalenten Gleichstromausschlag verglichen wurde. Eine Messung in dem Strombauch, der sich zwischen den Kondensatoren des Stoßkreises ausbilden muß, ist aus räumlichen Gründen nicht möglich, außerdem würde in diesem Falle auch der Strom des Stoßkreises mitgemessen werden, wozu noch ein Wert kommt, der davon herrührt, daß der Kurzwellenstoßkreis einen schwachen Nebenschluß für die anregende Hochfrequenz der Funkenstrecke bildet. Dieser Wert ist aber, wie bei inaktiven Funken und ausgeschalteter Funkenstrecke festgestellt wurde, sehr gering und liegt fast innerhalb der Grenzen der Ablesegenauigkeit. Außerdem wurde festgestellt, daß eine Wirkung der primären Hochfrequenz auf das Instrument im zweiten Strombauch des Dipols nicht mehr meßbar ist.

Die Wellenlängen wurden in der Art gemessen, daß in einem Abstand von rund 10 Wellenlängen vom Strahler eine Blechwand aus starkem Zinkblech angebracht wurde, die als Reflektor diente. Mit einem Messingstäbchen von etwa 10 cm Länge, das in der Mitte durch einen Detektor unterbrochen war, wurden die in dem Raume vor der Wand auftretenden Knoten und Bäuche der stehenden Wellen aufgesucht. Beide Seiten des Detektors waren über eine Doppelleitung mit einem Spiegelgalvanometerververbunden. Die Leitungen waren in einen geerdeten Mantel eingeschlossen, um alle Einflüsse, die die primäre und sekundäre Hochfrequenz auf die Zuleitungen eventuell haben könnten, auszuschließen. Die Zuleitungen zum Stäbchen wurden nach Möglichkeit in der Art gelagert, daß sie senkrecht zur Richtung der zu erwartenden elektrischen Kraftlinien und auch senkrecht zur Ausbreitungsrichtung lagen, um eine möglichst geringe Verzerrung des elektrischen Feldes zu erreichen. Mit dieser Methode konnte eine Messung der Wellenlänge mit einer Genauigkeit von rund 2% erfolgen, was für vorliegende Zwecke ausreichend war. Es wurde auch die Messung der Wellenlänge mit einem Lechersystem versucht, jedoch bereitet hier die hohe auftretende Dämpfung erheblich mehr Schwierigkeiten in der Messung.

Die Dämpfung wurde dadurch gemessen, daß zwei aufeinanderfolgende Maxima der stehenden Welle aufgesucht und die Ausschläge des Galvanometers verglichen wurden. Hierbei muß man sich jedoch vor Fälschungen, die durch verschiedene Detektorempfindlichkeit und durch die Detektorcharakteristik verursacht werden können, vorsehen. Aus dem Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Maximalausschläge bei der stehenden Welle kann auf Grund folgender Ueberlegung auf die Größe der Dämpfung geschlossen werden.

Nehmen wir an, daß das zweite Maximum vor der Wand durch die Ueberlagerung der Amplituden der ankommenden und reflektierten Welle zustande kommt, so ist im Höchstfalle die Feldstärke an dieser Stelle, wenn angenommen wird, daß die n_{te} Amplitude eines gedämpften Wellenzuges diese gerade ereicht hat,

$$\mathfrak{E}_{2M} = \left\{\mathfrak{E}_{\max} \cdot e^{-n\vartheta} + \mathfrak{E}_{\max}\, e^{-(n+5/2)\vartheta}\right\} F;$$

für das erste Maximum ergibt sich in gleicher Weise unter

Annahme des gleichen Zeitpunktes auch wieder als Summe der Amplituden:

$$\mathfrak{E}_{1M} = \left\{ \mathfrak{E}_{max}\, e^{-(n+1/2)\vartheta} + \mathfrak{E}_{max}\, e^{-(+2)\vartheta} \right\} \cdot F';$$

Das Verhältnis beider Werte ist also:

$$Q = \frac{\mathfrak{E}_{2M}}{\mathfrak{E}_{1M}} = \frac{F \cdot \mathfrak{E}_{max}}{F' \cdot \mathfrak{E}_{max}} \cdot \frac{e^{-n\vartheta} + e^{-(n+5/2)\vartheta}}{e^{-(n+1/2)\vartheta} + e^{-(n+2)\vartheta}} = \frac{1 + e^{-5/2\,\vartheta}}{e^{-1/2\,\vartheta} + e^{-2\vartheta}}$$

Es ergibt sich also aus diesem allgemeinen Ansatz, daß das Amplitudenverhältnis bei der stehenden Welle unabhängig von anderen, beispielsweise den Anfangsbedingungen ist, und nur als Funktion der Dämpfung der ursprünglichen Welle dargestellt werden kann. Natürlich kann zur Kontrolle der Messungen auch das Verhältnis anderer Amplituden berechnet werden. Die Messungen und Kontrollmessungen gaben jeweils recht gute Uebereinstimmung. Das Amplitudenverhältnis als Funktion der Dämpfung wird praktisch am einfachsten graphisch dargestellt und daraus die gesuchte Größe, also meistens die Dämpfung ermittelt. Hierbei ist noch zu berücksichtigen, daß die räumliche Dämpfung vernachlässigt wurde, was bei den geringen Entfernungen und Messung der benachbarten Amplituden statthaft erscheint, da der Einfluß der räumlichen Dämpfung und die Fehler, die hierdurch bedingt sind, in den Grenzen der Meßgenauigkeit liegen, wie eine einfache theoretische Ueberlegung zeigt. Ebenso kann bei genügender Wandstärke der dämpfende Einfluß des Reflektors vernachlässigt werden, wie ebenfalls aus der Maxwellschen Theorie hervorgeht.

Die Funkenzahl kann am einfachsten in der Weise gemessen werden, daß man in die Zuleitung zur Funkenstrecke eine Schleife legt, die mit einem normalen Resonanzwellenmesser, der einen geeigneten Meßbereich besitzt, gekoppelt wird. Wenn außer der Grundfrequenz des Röhrensenders noch andere, meist ganzzahlige Bruchteile dieser Frequenzen mit dem Wellenmesser gemessen werden konnten, so war auf das Auftreten einer dementsprechenden Funkenfrequenz zu schließen. Bei gleichzeitiger Beobachtung des Hitzdrahtinstrumentes, das den primären Hochfrequenzstrom, der zur Anregung der Funkenstrecke diente, anzeigte, ließ sich deutlich der Uebergang der verschiedenen Betriebszustände ineinander erkennen. Es konnte durch passende Wahl der Kopplung und der Funkenlänge erreicht werden, daß bei jedem Wechsel der primären Hochfrequenz die Funkenstrecke durchschlagen wurde, d. h. also, daß eine Funkenzahl von $7 \cdot 10^5$/sec erreicht wurde; jedoch waren die Schlagweiten, die bei einem derartigen Betriebszustand erreicht wurden, nur sehr gering, die Funken waren dünn, bläulich und inaktiv. Etwas größere Schlagweiten ließen sich bei einer Funkenfrequenz von $3{,}35 \cdot 10^5$/sec erzielen, doch war auch hierbei die Ausbeute an Energie für die sehr kurze Welle nicht bedeutend. Die besten Ergebnisse lieferte bei der gegebenen Anordnung ein Funkenübergang mit einer Frequenz von etwa $1{,}68 \cdot 10^5$/sec. Es ließen sich hierbei ohne Schwierigkeit Funkenlängen von 5 mm erreichen, jedoch erwies sich die größte erzielbare Funkenlänge nicht als die vorteilhafteste, da bei großer Funkenlänge häufiges Inaktivwerden beobachtet wurde. Bei weiterem Vermindern der Funkenzahl überwog die Energieabnahme, die durch Verringerung der Funkenzahl notwendig eintreten muß, die Erhöhung, die durch eine schwache Vergrößerung der Durchschlagspannung eintritt. Offenbar hängt diese Erscheinung damit zusammen, daß das Funkenpotential bei hochfrequenter Funkenfolge bedeutend höhere Werte bei einem bestimmten Elektrodenabstand annehmen kann, als bei Betrieb der Funkenstrecke mit Gleichspannung oder Niederfrequenz.

Die Maximalenergie.

Wenn bei günstigster Einstellung aller Versuchsbedingungen, abgesehen von dem Elektrodenmaterial, der Strom im Dipol in der angegebenen Art gemessen wurde, so ergaben sich Werte, die im Mittel um einen Maximalwert von 0,86 Amp. schwankten. Dabei ist der Wert von 0,86 die Stromstärke, die ein Gleichstrom haben mußte, um einen gleichen Ausschlag am gleichen Instrument, bei gleicher Temperatur und gleichen Anfangsbedingungen zu erzielen. Nimmt man einen Strahlungswiderstand von 76 Ohm für einen offenen Dipol an, wie sich theoretisch der Wert des Strahlungswiderstandes berechnen läßt, so ergibt diese Messung eine Leistung von rund 50 Watt. Es dürfte nicht möglich sein, den Wert genauer anzugeben, da die Grundlagen zu seiner Berechnung zu unsicher sind. Jedenfalls ist der angegebene Wert wohl als Mindestwert anzusehen, denn der Strahlungswiderstand eines Dipols, der eine halbe Wellenlänge lang ist, beträgt schon den angegebenen Wert von 76 Ohm. Wird ein solcher Dipol um eine weitere halbe Wellenlänge verlängert, so wird sich notwendig auch sein Strahlungswiderstand ändern müssen. Der Betrag der Aenderung kann jedoch nicht genau angegeben werden. Außerdem wird bei der enorm hohen Frequenz, die bei diesen Versuchen angewandt wurde, eine ziemlich bedeutende Widerstandserhöhung in dem als Leiter verwendeten Material infolge des Skineffektes eintreten, deren Betrag sich jedoch nicht übersehen läßt, da Arbeiten über das Verhalten dieser Erscheinung bei derart hohen Frequenzen zur Zeit noch nicht vorliegen. Außerdem strahlt auch schon ein sogenannter geschlossener Kreis, in diesem Falle der Stoßkreis, ohne daß ein strahlender Dipol daran gekoppelt wird, recht erhebliche Leistungen aus, so daß der angegebene Wert von 50 Watt für die erzeugte Energie jedenfalls auch bei vorsichtiger Betrachtung zu niedrig sein dürfte und einen Mindestwert darstellt.

Die Dämpfung.

Es wurden eine Reihe von Messungen angestellt, die zum Ziel hatten, festzustellen, in welcher Weise die Dämpfung der Wellen von der Funkenlänge abhängig wäre. Nun ergeben sich aus der Praxis heraus zwei Grenzwerte für diese Messungen. Wird die Funkenlänge zu klein gewählt, so ergibt sich, daß Schwingungen nicht erhalten werden können, daß also der Funke inaktiv wird. Ebenso tritt das Inaktivwerden bei zu großen Funkenlängen auf; für die Erklärung dieser Erscheinung muß auf die Arbeiten von H. Th. Simon und seiner Schüler über den Lichtbogen verwiesen werden, die sinngemäß natürlich auch auf den vorliegenden Hochfrequenzlichtbogen Anwendung finden können. Es zeigte sich, daß der Funke, solange er aktiv blieb, Wellenzüge hervorbrachte, deren logarithmische Dämpfung zwischen den außerordentlich hohen Werten von 0,62 und 1,2 jeden beliebigen Wert, je nach den Versuchsbedingungen, annehmen kann.

Nachstehende Tabelle und Kurve (Fig. 7) gibt die Abhängigkeit der Dämpfung von der Funkenlänge als Mittelwert verschiedener Meßreihen wieder. Außerdem wurde die Dämpfung bei Verwendung verschiedener Elektrodenmaterialien untersucht und dabei gefunden, daß im Gegensatz zu den Ergebnissen früherer Arbeiten, die einen Einfluß des Elektrodenmaterials auf die Dämpfung in dem vorliegenden Maße nicht ergeben hatten, ein wesentlicher Einfluß des Elektrodenmaterials vorhanden ist. Allerdings arbeiteten die früheren Untersucher mit wesentlich größeren

Wellenlängen, bei denen ein Einfluß des Funkenstreckenwiderstandes nicht in dem Maße in Erscheinung treten kann, wie bei Verwendung sehr kurzer Wellen.

Tabelle der Dekrementwerte.

Elektrodenabstand	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4 mm
Dekrementwert bei Gold			0,84	0,866	0,872	(0,905)	
„ „ Silber	0,71	0,716	0,73	0,742	0,758	0,83	0,862
„ „ Aluminium		(0,62)	0,635	0,638	0,705	0,715	(0,75)
„ „ Kupfer			0,76	0,77	0,8		
„ „ Messing	0,77	0,786	0,81	0,87	0,967	1,04	1,135

	Größte Länge der aktiven Funken.	Geringste Länge der aktiv. Funken.
Gold	3,4 mm $\vartheta = 0,94$	1,55 mm $\vartheta = 0,76$
Silber	4,05 „ „ 0,865	0,81 „ „ 0,72
Aluminium	3,9 „ „ 0,74	1,6 „ „ 0,62
Kupfer	3,2 „ „ 0,82	1,8 „ „ 0,75
Messing	4,2 „ „ 1,20	0,8 „ „ 0,78

Eingeklammerte Werte sind nur selten gemessen, also keine Mittelwerte.

Die Wellenlänge.

Bei den Messungen über die Wellenlänge wurde ebenfalls untersucht, ob und in welchem Maße sich eine Abhängigkeit dieser Größe vom Elektrodenabstand und Elektrodenmaterial nachweisen ließe. Eigentlich sollten nach den Erfahrungen bei längeren Wellen derartige Abhängigkeiten

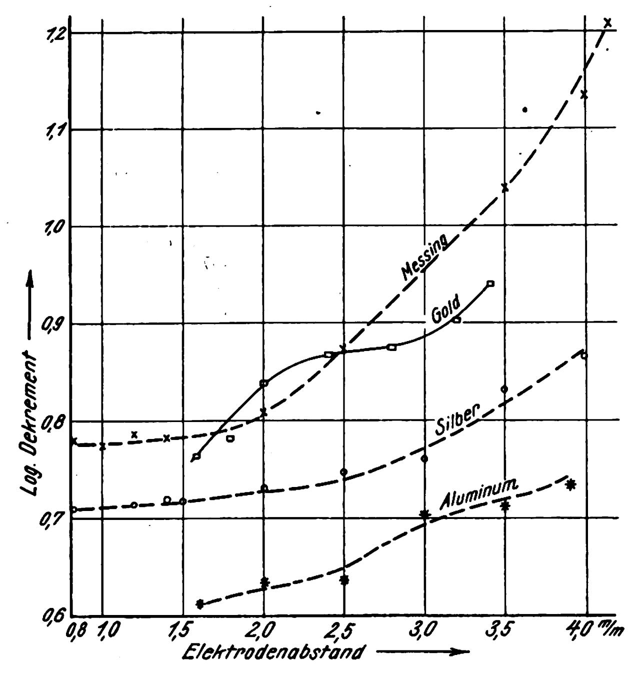


Fig. 7.
Dämpfungswerte bei verschiedenen Materialien und Funkenlängen.

nicht bestehen. Bei den sehr kurzen Wellen läßt sich aber der Nachweis führen, daß tatsächlich Aenderungen der Wellenlänge bei gleicher Anordnung des Kreises durch Aenderung des Elektrodenabstandes erfolgen, und zwar übersteigen diese Aenderungen, die durch neue Einflüsse bedingt sind, bei weitem die, die durch Aenderung der Dämpfung hervorgerufen werden müssen. Es konnten Maximaländerungen bis zu 19% festgestellt werden. Siehe nachfolgende Tabelle:

Wellenlänge bei Messingelektroden als Funktion der Funkenlänge:

Funkenlänge:	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	mm
Wellenlänge I:	284	290	293	298	310	318	328	mm
Wellenlänge II:	292	298	310	310	315	330	330	mm

Die zweite Reihe ist nach einer Veränderung der Kreiskapazität gemessen.

Eine Aenderung der Wellenlänge durch Wahl verschiedener Elektrodenmaterialien konnte nicht beobachtet werden.

Die Energie.

Im weiteren sollte versucht werden, die Abhängigkeit der Energie von den Versuchsbedingungen zu ermitteln. Es konnte hier im wesentlichen nur der Strom im Dipol in der angegebenen Weise gemessen werden, um daraus auf die Energie zu schließen. Es ergab sich sowohl eine Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial, wie vom Elektrodenabstand. Vgl. folgende Tabelle.

Elektrodenabstand:	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4 mm
Gold:	(0,3)	0,92	0,5	0,62	0,6	(0,52)	
Messing:	0,52	0,55	0,6	0,71	0,78	0,85	0,81
Aluminium:	(0,5)	(0,6)	0,72	0,78	0,86	0,84	(0,8)

Eine Messung mit dem Detektorstäbchen und Galvanometer war für diese Zwecke nicht anwendbar, weil die Art, in der die Galvanometerausschläge den jeweiligen Feldstärken und damit Energien proportional sind, nicht bekannt ist. Es ergab sich aus praktischen Vergleichen der Galvanometerausschläge mit den Ausschlägen des Hitzdrahtamperemeters im Dipol, daß wohl eine annähernd lineare Abhängigkeit zwischen Energie und Ausschlag des Galvanometers besteht, jedoch unter der Einschränkung, daß der Detektor weder überbeansprucht, noch mit Wellenzügen von verschiedener Dämpfung benutzt wird. Es scheint die Empfindlichkeit des Detektors für Wellenzüge verschiedener Dämpfung sehr verschieden zu sein. Eine ganze Reihe von Detektoren eignete sich für Messungen überhaupt nicht, da eine Gleichrichtung bei den in Frage kommenden Frequenzen nicht mehr festgestellt werden konnte.

Es wurden jedoch mit dem Stäbchen Untersuchungen angestellt, ob und in welcher Weise sich ein Unterschied in der Strahlung des Senders in verschiedenen horizontalen und vertikalen Richtungen feststellen ließen.

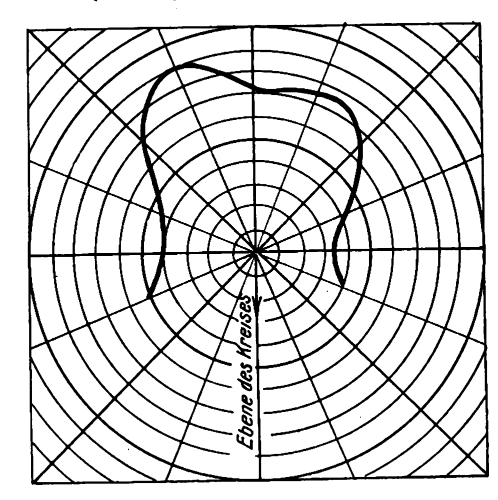


Fig. 8.
Charakteristik in der Horizontalebene.

Da bei diesen Messungen mit gleicher Ausgangsenergie und gleicher Dämpfung gemessen wurde, können nach dem Vorhergesagten die Galvanometerausschläge als Maß für die Strahlung in den einzelnen Richtungen angesehen werden. Das ergibt für unsere Sender Strahlungscharakteristiken nach Fig. 8 und 9.

Ueber die Polarisation der ausgestrahlten Wellenzüge kann man aussagen, daß in der Richtung der Kreisebene

und des Dipols eine Polarisation in Richtung des Dipols festzustellen ist, jedoch ist diese Polarisation elliptisch, denn auch in der Senkrechten zu dieser Richtung läßt sich noch eine Wirkung feststellen. Senkrecht zur Fläche des Kreises nimmt die Elliptizität zu und die Polarisation wird fast zirkular. Die Erklärung dafür ist darin zu suchen, daß nicht nur der Dipol und der Kreis, sondern auch die Zuleitungsstücke zu den Drosseln und deren Anfang an der Strahlung beteiligt sind.

Weiterhin wurde die Abhängigkeit der Aktivität der Funken von der Kühlung und der Atmosphäre, in der der Ueberschlag erfolgte, untersucht. Zusammenfassend ist

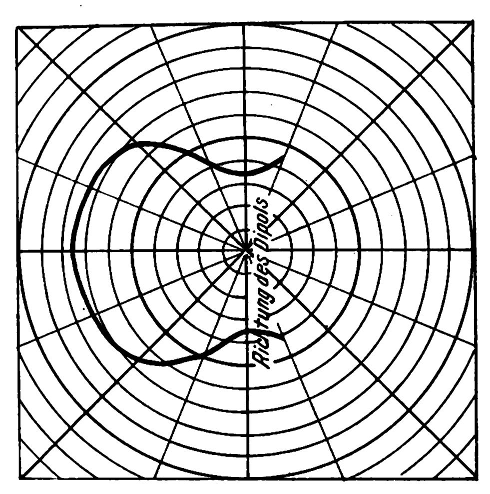


Fig. 9.
Charakteristik in einer Vertikalebene. (In der Kreisebene.)

hierüber zu sagen, daß die Funken nach wenigen Sekunden inaktiv zu werden pflegen, wenn keine künstliche Kühlung der Elektroden und der Funkenbahn vorgenommen wird. Eine Kühlung mit Luft hat sich nicht als zweckmäßig erwiesen, da auch hierbei sehr rasch ein Verbrennen, also Verschmutzen und Inaktivwerden der Elektroden erfolgt. Am besten erwies sich eine möglichst intensive Kühlung durch Gas. Es ist von Vorteil, das Gas vor dem Eintritt in die Funkenstrecke noch besonders zu säubern, da sonst durch Niederschläge auf den Elektroden wieder Störungen eintreten können. Bei der Kühlung ist noch besonders zu erwähnen, daß der Hochfrequenzfunke scheinbar beim Uebergang die Stelle zu bevorzugen pflegt, die durch den frischen Gasstrom getroffen wird, und zwar um so auffälliger, je stärker man kühlt. Es konnte auf diese Weise erreicht werden, daß der Funke fast ausschließlich an einer bestimmten Stelle der Elektroden überschlug, was für die Konstanz der Wellenlänge, wie oben gesagt, vorteilhaft ist.

Die verschiedenen Materialien zeigten auffällige Unterschiede in bezug auf den Einfluß, den eine eventuelle Verschmutzung der Funkenstrecke auf die Aktivität der Funken hatte. Während Aluminium im besten Falle 40 Sekunden lang benutzt werden konnte, ohne daß die Elektroden nachpoliert werden mußten, hatte im Gegensatz dazu eine Verschmutzung der Messingelektroden kaum einen merklichen Einfluß. Letztere konnten fast ohne Nachpolieren wochenlang in Benutzung bleiben, ohne daß die Aktivität der Funken abnahm.

Besondere Sorgfalt muß dem Dielektrikum der beiden Zylinderkondensatoren im Schwingungskreis gewidmet werden, da sich immer starke Erwärmung feststellen läßt und da das Glas manchmal bei Funkenlängen von nur 1 mm durchschlagen wurde, während es vorher Funkenlängen von über 5 mm, also weit höhere Spannungen, anstandslos ausgehalten hatte.

Ferner scheint es eine Rolle zu spielen, ob man die primäre Hochfrequenz ungedämpft und unmoduliert erzeugt oder ob man durch Verwendung von Wechselstrom als Anodenspannung am Röhrengenerator die primäre Hochfrequenz moduliert. Es tritt nämlich in diesem Falle, wahrscheinlich durch die geänderten Abkühlungsmöglichkeiten der Elektroden, eine Erhöhung der Dämpfung und damit eine schwache Aenderung der Wellenlänge ein, jedoch konnte ein genauer Zusammenhang nicht nachgewiesen werden, weil sich die jeweiligen Kopplungs- und Betriebsverhältnisse der ganzen Senderanordnung zu stark änderten.

Es ist mir ein Bedürfnis, an dieser Stelle Herrn Institutsmechaniker Karl Kösser für die saubere Anfertigung der benötigten Apparate sowie weitgehende Hilfe in jeder Beziehung zu danken. Der Firma Schott u. Gen. danke ich für die Ueberlassung von Minosflaschen, die sich beim Betrieb des Röhrengenerators gut bewährt haben, sowie für die Ueberlassung des benötigten Glasmaterials.

Eine besondere Ehre ist es mir, Herrn Professor Dr. A. Esau für die Anregung zu der Arbeit und das weitgehende Interesse, das er derselben in allen Fällen entgegenbrachte, zu danken.

Benutzte Literatur.

Banneitz, F., Taschenbuch 1. Aufl., 1927.
Barkhausen, H., Jahrb. dr. Tel. **1**, 182, 1908.
— Jahrb. dr. Tel. **1**, 243, 1908.
— Jahrb. dr. Tel. **2**, 40, 1909.
— 1. Aufl. Schwingungserzeugung, 1907.
— v. K. Kurz Phys. Zeitschr. **21**, 1, 1920.
Beaulard de Lenaizan, F., ETZ. **39**, 437, 1918.
Boas, H., Jahrb. dr. Tel. **5**, 563, 1912.
Cohen, L., Jahrb. **2**, 448, 1919.
Dellinger, J. H., Bull. Bur. Stand. **10**, 91, 1913.
Dessau-Righi, Tel. o. Dr. II. Aufl., 1907.
Dieselhorst, H., Jahrb. dr. Tel. **1**, 262, 1908.
Easthan, M., Jahrb. dr. Tel. **11**, 248, 1916
Espinosa de los Monteros, A., Jahrb. dr. Tel. **1**, 323, 1908.
— Jahrb. dr. Tel. **1**. 327. 1908.
— Jahrb. dr. Tel. **1**, 480, 1908.
Feddersen, W., Pogg. Ann. **113**, 437, 1861.
— Pogg. Ann. **116**, 132, 1862.
Gehrke, E., ETZ. **26**, 697, 1905.
Giebe, E. u. E. Alberti, Jahrb. dr. Tel. **16**, 242 1921.
Glatzel, Jahrb. dr. Tel. **2**. 65.
Grober, M., Jahrb. dr. Tel. **1**, 359. ff. 1908.
Hahnemann, B., Jahrb. dr. Tel. **2**. 293, ff. 1909
Hertz, H. — Lenard, 1. Aufl., 1895.
Hund, A., Hochfrequenz-Technik 1922.
— Jahrb. dr. Tel. **10**. 305, 15.
Jollos, A., Jahrb. dr. Tel. **1**, 227, 1908.
— Jahrb. dr. Tel. **1**, 215, 1908.
Kehse, W., ETZ. **45**, 201, 1924.
Korshenewsky, Nv. u. Wien. M., Jahrb. dr. Tel. **19**, 356, 1922.
Leontiewa, A., Phys. Zschr. **23**, 33, 1922.
Lindemann, R., Jahrb. dr. Tel. **11**. 62, 1917.
Loewe, S., Jahrb. dr. Tel. **7**, 365, 1913.
Martens, F. u. Zickner, G., Jahrb. dr. Tel. **15**, 266, 1920.
Masing, H. u. H. Wiesinger, Jahrb. dr. Tel. **10**, 463, 1915.
— Phys. Zschr. **15**, 185, 1915.
Oberbeck, A., Wied. Ann. **55**, 623, 1895.
Osnos, P., Jahrb. dr. Tel. **26**. 10, 1925.
Pauli, H., Zschr. f. Phys. **5**, 376, 1921.
— Zschr f. Phys. **6**, 118, 1921.
Pick, V., Jahrb. dr. Tel. **15**, 40, 1920.
Rein-Wirtz, Rad. Prakt., 3. Aufl. 1922.
Rogowski, W., Jahrb. dr. Tel. **18**, 365, 1921.
Roschansky, D., Phys. Zschr. **9**, 627, 1908.
— Phys. Zschr. **13**, 931, 1912.
— Jahrb. dr. Tel. **24**, 23, 1924.
Scheibe, A., Jahrb. dr. Tel. **25**, 12, 1925.
Seeliger, E., Siemens Zschr. H. **6**, 280, 1923.
Simon, H. Th., Lichtbogen, 1. Aufl. 1911.
— Phys. Zschr. **6**, 297, 1905.

— Phys. Zschr. 7, 433, 1906.
— Jahrb. dr. Tel. 1, 16, 1907.
Schott, E., Jahrb. dr. Tel. 18, 82, 1921.
Schmitz, Jahrb. dr. Tel. 27, 18, 1926.
Stone, J., Jahrb. dr. Tel. 10, 469, 1915.
— Proc. Inst. Rad. E. 2, 4, 1915.
Seibt, G., ETZ. 25, 276, 1904.
Thompson, S. P. (Himstedt), 2. Aufl. 1897.
Vos, M., Jahrb. dr. Tel. 7, 307, 1913.
Wagner, K. W., Arch. f. El. 846, 1919.
— Lichtbogen, 1. Aufl. 1910.
Wien, M., Ann. d. Phys. 25, 625, 1908.
— Phys. Zschr. 7, 871, 1906.
— Phys. Zschr. 9, 49, 1908.
— Jahrb. dr. Tel. 1, 461, 1908.
— Jahrb. dr. Tel. 1, 469, 1908.
Zenneck, J., El. Schw. u. dr. Tel., 1. Aufl. 1905.

Zusammenfassung.

Es wurde eine Methode entwickelt, mit der sich Wellen von 30 cm Länge herstellen lassen. Die Methode verwendet zur Erzeugung des hochfrequenten Wechselstroms die Entladung einer kleinen Kapazität über eine Funkenstrecke. Im Gegensatz zu früheren Versuchen mit solchen Wellenlängen arbeitet die Methode derart, daß die Funkenstrecke nicht in dem offnen „Hertzschen Oszillator" liegt, sondern vielmehr an der Funkenstrecke ein Stoßkreis angebracht ist, der seinerseits mit einem Dipol gekoppelt wird. Infolge der höheren Kapazität eines solchen Kreises wird eine höhere Energie mit jedem Funken erhalten. Durch Steigerung der Funkenzahl von dem niederfrequenten ins hochfrequente Gebiet wird eine dementsprechende Energiesteigerung erzielt, und es konnten auf diese Weise bei einer Wellenlänge von 28,6 cm noch Energien von mindestens 50 Watt zur Ausstrahlung gebracht werden.

(Eingegangen am 3. Dezember 1927.)

Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen.

Von **Herbert Lange.**

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik
Dresden.

Inhaltsübersicht.

A. Theorie der Stromverteilung.
B. Experimentelle Prüfung und Erörterung der Fehlerquellen.
  1. Das elektrische und magnetische Feld des Heizstromes.
  2. Raumladungen.
  3. Sekundärstrahlung, echte Reflexion und Rückdiffusion.
  4. Die Anfangsgeschwindigkeitsverteilung.
  5. Die Voltaspannungen (Kontaktpotentiale).
C. Die Elektronenbahnen.
  1. Die Linien konstanten Potentials.
  2. Die Linien konstanter Wirkung.
  3. Der Einfluß der Dicke des Gitters.
  4. Experimentelle Bestätigung.
D. Die Stromverteilung bei normaler Heizung.
  1. Die Elektronenwolke um den Glühdraht.
  2. Die Raumladung vor der Anode.
  3. Der Spannungsabfall im Glühdraht.
E. Praktische Anwendungen.
  1. Doppelgitterröhren.
  2. Senderöhren.
  3. Sekundärstrahlungsuntersuchungen.
F. Voltaspannungsmessungen.
  1. Bestimmung aus dem Anlaufstrom.
  2. Bestimmung aus der Stromverteilung.
G. Eine Hochvakuumprüfmethode.

Die vorliegende Arbeit behandelt das Problem der Verteilung eines von einer Glühkathode ausgehenden (primären) Elektronenstromes auf zwei positiv geladene Elektroden (Gitter und Anode). Diese Aufgabe ist bisher noch wenig in Angriff genommen worden. Eine rein empirisch gefundene Formel wurde von F. Tank[1]) veröffentlicht, eine Näherungslösung hat M. Abraham[2]) vorgeschlagen. Eine experimentelle Methode ist vom Verfasser in einer früheren Arbeit[3]) angegeben worden[4]).

A. Theorie der Stromverteilung.

Die „Stromverteilung" in einer Dreielektrodenröhre ist gegeben durch das Verhältnis des Gitterstromes J_g zum Anodenstrom J_a. Dieses ist nur abhängig von dem Verhältnis der entsprechenden Spannungen E_g und E_a.

$$J_g/J_a = f(E_g/E_a) \qquad (1)$$

Das ergibt sich aus dem Aehnlichkeitssatz, der besagt, daß die Bahnen der Elektronen dieselben bleiben, wenn alle Kräfte des elektrostatischen Feldes im selben Verhältnis geändert werden.

Für die Funktion f fand Tank empirisch den Ausdruck

$$\mu \sqrt{E_g/E_a}$$

Die folgenden Ueberlegungen werden nun zeigen, daß die — zunächst für einen Spezialfall auszuführende — theoretische Ableitung zu demselben Resultat führt. Darüber hinaus wird sich aber noch die Möglichkeit ergeben, die Größe der Konstanten μ aus den Abmessungen der Röhre zu berechnen, und es wird ferner klar werden, warum das Spannungsverhältnis E/E_a unter der Wurzel eingeht.

Wir gehen aus von der Dichte eines Konvektionsstromes, für die allgemein gilt

$$i = \varrho \cdot v.$$

Dabei ist ϱ die räumliche Dichte der Elektrizität, v die Geschwindigkeit der bewegten Ladungen. Bezeichnet man ferner mit m die Masse, mit ε die Ladung des Elektrons, mit

[1]) F. Tank, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 20, 82, 1922.
[2]) M. Abraham, Zs. f. techn. Phys. 6, 437, 1925.
[3]) H. Lange, Diplomarbeit Dresden 1925, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 26, 38, 1925.
[4]) Für eine ganz spezielle Elektrodenanordnung hat A. Goetz, Phys. Zs. 24, 35, 1923, die Primärstromverteilung zu berechnen versucht. Diese Veröffentlichung war mir früher leider entgangen.

Φ das Potential in einem beliebigen Punkte der Röhre, so ist

$$\frac{m v^2}{2} = \varepsilon \cdot \Phi, \text{ also } v = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}\Phi}$$

und somit

$$i = \rho \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} \sqrt{\Phi} \tag{2}$$

Wir nehmen jetzt einmal an, daß sich die vom Gitter bedeckte Fläche F_g auf dem konstanten Potential Φ_g, die Fläche der Zwischenräume F_l auf dem konstanten Potential Φ_l befinden. Dann würde gelten

$$\frac{i_g}{i_l} = \frac{\rho_g}{\rho_l} \sqrt{\frac{\Phi_g}{\Phi_l}}$$

und, da der Strom $J = i \cdot F$ und $J_l = J_a$ ist[5]),

$$\frac{J_g}{J_a} = \frac{F_g}{F_l} \cdot \frac{\rho_g}{\rho_l} \sqrt{\frac{\Phi_g}{\Phi_l}}\,{}^{6)} \tag{3}$$

Die Annahme, daß das Potential Φ_l auf der ganzen Fläche F_l konstant sein soll, ist jedoch nur dann genau erfüllt, wenn die statische Gitterladung

$$q_g = 0 \tag{4}$$

ist, wenn also F_g und F_l ein und dieselbe Aequipotentialfläche bilden, d. h. wenn $\Phi_g = \Phi_l$ und $\rho_g = \rho_l$ ist.

In diesem Falle ist aber anderseits — bei zylindersymmetrischer Anordnung —

$$\Phi_g = \Phi_l = \Phi_a \frac{ln\frac{g}{k}}{ln\frac{a}{k}} \tag{5}$$

wobei a, g, k bzw. die Halbmesser von Anode, Gitter und Glühdraht bedeuten.

Somit ergibt sich für $q_g = 0$ aus (3)

$$\frac{J_g}{J_a} = \frac{F_g}{F_l} \sqrt{\frac{ln\frac{a}{k}}{ln\frac{g}{k}}} \sqrt{\frac{\Phi_g}{\Phi_a}} = \frac{F_g}{F_l}$$

Da nur die Verhältnisse von Logarithmen und Potentialen auftreten, kann man dafür auch schreiben

$$\frac{J_g}{J_a} = \frac{F_g}{F_l} \sqrt{\frac{lg\frac{a}{k}}{lg\frac{g}{k}}} \sqrt{\frac{E_g}{E_a}} \tag{6}$$

Wie man sieht, ist das gleichbedeutend mit der Tankschen Formel

$$\frac{J_g}{J_a} = \mu \sqrt{\frac{E_g}{E_a}} \tag{7}$$

Wenn die Gleichung (6) zunächst nur unter der Voraussetzung verschwindender Gitterladung abgeleitet ist, so ist damit natürlich noch nicht gesagt, daß sie auch für beliebige andere Spannungsverhältnisse gilt. Jedenfalls muß aber die allgemein gültige Stromverteilungsformel für $q_g = 0$ in (6) übergehen, und das ist, wenn man nicht auf Einfachheit und physikalische Anschaulichkeit weitgehend verzichten will, kaum anders möglich, als wenn die allgemeine Formel mit (6) direkt identisch ist. Immerhin muß die Zulässigkeit dieser Annahme noch näher geprüft werden.

Dabei ergibt sich zunächst, daß die Gleichung (6) allen von vornherein an eine Stromverteilungsformel zu stellenden Forderungen genügt.

Es wird

1) $J_a = 0$ für $E_a = 0$ [7])
2) $J_g = 0$ „ $E_g = 0$
3) $J_g/J_a =$ const. für $E_g/E_a =$ const.
4) $J_g/J_a = F_g/F_l$ „ $q_g = 0$

Auf einen Umstand soll jedoch gleich hier hingewiesen werden: Die Gleichung (6) ist abgeleitet worden unter der Voraussetzung, daß die Bedingung (4) erfüllbar ist! — Abgesehen davon ist aber die Gültigkeit von (6) unabhängig von der besonderen Gestalt des Gitters. Wenn volle Zylindersymmetrie gewahrt bleibt, gilt (6) in gleicher Weise für Ring-, Schrauben- und Steggitter[8]).

Bei den üblichen Röhrenausführungen ist

$$\sqrt{lg\frac{a}{k} \Big/ lg\frac{g}{k}}$$

ungefähr gleich 1,1. Maßgebend für die Größe der Konstanten μ ist also das Glied F_g/F_l.

B. Experimentelle Prüfung und Erörterung der Fehlerquellen.

Die Gleichung (6) wurde an verschiedenen technischen Röhren nachgeprüft. Fig. 1 zeigt als Beispiel eine Kurve von einem BF-Rohr von Siemens & Halske. Für konstanten Emissionsstrom und konstante Gitterspannung ist der Anodenstrom über der Anodenspannung aufgetragen. Die gestrichelte Linie entspricht dem theoretischen Verlauf, wie er durch die Gleichung

$$J_a = \frac{J_e}{1 + \mu\sqrt{E_g/E_a}} \tag{9}$$

dargestellt wird, die durch eine kleine Umformung aus (6)

---

[5]) Nur bei ganz extremen Verhältnissen (Gitterspannung sehr groß gegen Anodenspannung, sehr großer Abstand zwischen Gitter und Anode) kann es vorkommen, daß Elektronen aus dem Raum zwischen Gitter und Anode ans Gitter zurückkehren.

[6]) Bei einem Gitter, das aus n zum Glühdraht zylindersymmetrisch angeordneten Stegen von der Breite $2c$ besteht, ist z. B.

$$\frac{F_g}{F_l} = \frac{nc}{g\pi - nc}$$

wobei g der Halbmesser des Gitterzylinders ist.

[7]) Die durch Herrn O. Betz aus dem Nachlaß von M. Abraham veröffentlichte Formel führt für $E_a = 0$ zu

$$\frac{J_g}{J_g + J_a} = \frac{F_g}{F_g + F_l}(1 + D + \beta),$$

was von dem zu fordernden Wert 1,0 wesentlich verschieden ist. Beim B F-Rohr (s. u.) erhält man z. B. 0,27.

[8]) Für ebene Anordnung — Glühblech, Gitter, Anode — gelten die noch einfacheren Beziehungen

$$(5')\ \Phi_l = \Phi_a \frac{g}{a} \text{ und } \frac{J_g}{J_a} = \frac{F_g}{F_l}\sqrt{\frac{a \cdot E_g}{g \cdot E_a}}, \quad (6')$$

wobei a und g die Abstände des Glühblechs von der Anode und vom Gitter sind.

hervorgeht. Aus den Abmessungen des Rohres ergab sich die Konstante

$$\mu = 0{,}37\ ^{9})$$

Die beiden Kurven schneiden sich fast genau bei $E_a = 5{,}5$ Volt, wo $E_g/E_a = lg\,\frac{g}{k}\,/\,lg\,\frac{a}{k}$ ist, d. h. wo das Gitter annähernd auf einer Aequipotentialfläche liegt. Unterhalb dieser Spannung ergibt das Experiment eine Bevorzugung der Anode, oberhal beine solche des Gitters. Auch alle andern untersuchten Röhrentypen zeigten gleiches

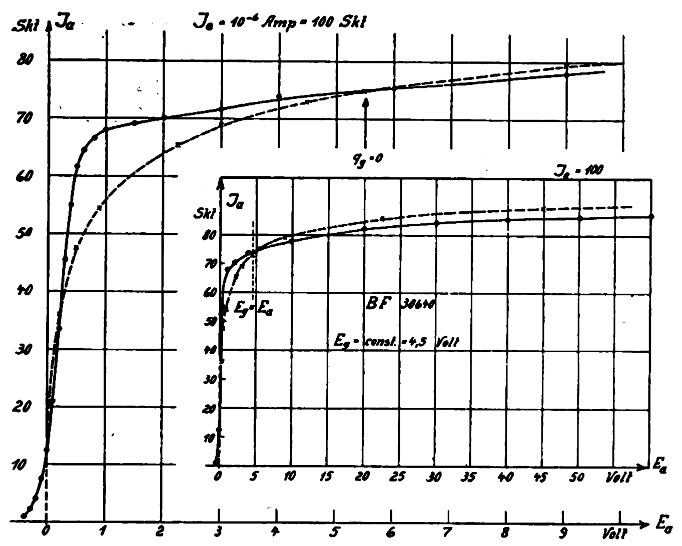


Fig. 1. Beobachtete und berechnete Stromverteilung.

Verhalten. Um diese Abweichungen zu erklären, sollen nunmehr alle die physikalischen Erscheinungen erörtert werden, die als Ursachen in Frage kommen könnten. Dazu gehören:

der Spannungsabfall längs des Glühdrahts und das magnetische Feld des Heizstroms,

die Raumladungen,

die Sekundärstrahlung und die echte Reflexion und Rückdiffusion von Primärelektronen,

die Geschwindigkeitsverteilung der austretenden Elektronen,

die Voltaspannungen (Kontaktpotentiale).

1. Das elektrische und magnetische Feld des Heizstromes.

Der Einfluß des elektrischen und magnetischen Feldes der Kathode[10]) wurde dadurch vermieden, daß mit einem Baeyerschen Schalter[11]) gearbeitet wurde. Dieser bewirkt, daß der Emissionsstrom nur dann fließen kann, wenn der Heizstrom unterbrochen ist und umgekehrt. Durch genügend schnellen Wechsel der beiden Zustände erreicht man, daß die Temperatur des Heizdrahts praktisch konstant bleibt. Fig. 2 zeigt die benutzte Schaltung.

S bedeutet den rotierenden Schalter. R war ein hochohmiger Loewewiderstand (20 000 Ω), der aber kleiner sein muß als der gegenseitige Isolationswiderstand W (500 $M\,\Omega$) der Kupferlamellen des Schalters, so daß die ganze Spannung der Batterie B während der Schlußzeit des Heizkreises an W, während der des Emissionsstromes an R lag. Wählte man dann die Spannung von B mindestens so hoch wie die größere der beiden E_g und E_a, so wurde mit unbedingter Sicherheit verhindert, daß ein Emissionsstrom floß, solange der Heizkreis geschlossen war, solange also ein Spannungsabfall längs des Glühdrahts bestand.

2. Raumladungen.

Die Ausbildung von Raumladungen wurde durch schwache Heizung verhindert. Die Emissionsstromstärke betrug meist 10^{-7} bis 10^{-6} Amp. Die für $J_e = 10^{-6}$ und $J_e = 10^{-7}$ Amp. aufgenommenen Kurven ließen sich nach entsprechender Reduzierung des Maßstabs vollständig zur Deckung bringen. Es wurde festgestellt, daß die Messungen trotz dieser geringen Stromstärken nicht durch Isolationsströme gefälscht wurden, da meist Gitter- und Anodenspannungen sehr niedrig waren[12]). Außerdem wurde von den untersuchten Röhren stets der Sockel entfernt.

3. Sekundärstrahlung, echte Reflexion und Rückdiffusion.

Das Arbeiten mit kleinen Spannungen war auch deshalb geboten, weil oberhalb von etwa 10 Volt Sekundärstrahlung

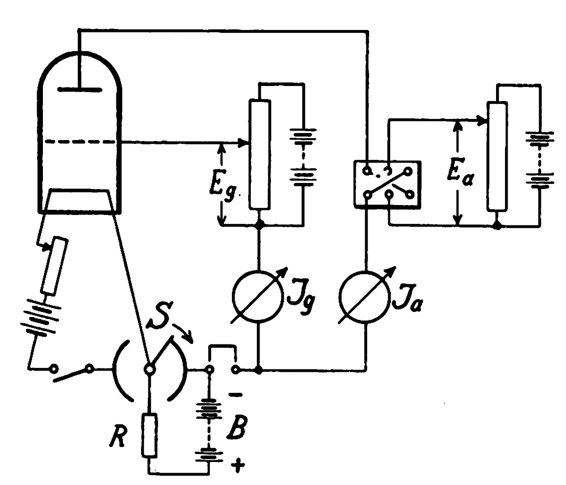


Fig. 2.
Schaltungsschema.

auftreten kann. Die Eigengeschwindigkeit der Sekundärelektronen beträgt jedoch nur Bruchteile von derjenigen der auftreffenden primären[13]). Deshalb kann die Verteilung

---

[9]) Das Gitter des untersuchten Rohres bestand aus 7 flachen Stegen von der Breite $2c = 0{,}5$ mm. Ferner waren

der äußere Gitterhalbmesser	2,35 mm,
die Dicke der Stege	0,25 mm,
also der mittlere Gitterhalbmesser	$g = 2{,}23$ mm,
der innere Anodenhalbmesser	$a = 5{,}5$ mm
und der Glühdrahthalbmesser	$k = 0{,}04$ mm.

Daraus ergibt sich

$$\sqrt{\frac{lg\,\frac{g}{k}}{lg\,\frac{a}{k}}} = 1{,}11, \qquad \frac{F_g}{F_t} = 0{,}33, \qquad \mu = 0{,}37$$

[10]) In der Diplomarbeit ist der Einfluß des Spannungsabfalls im Glühdraht noch nicht berücksichtigt; jedoch wird die Ermittlung der Stromverteilung für das Spannungsverhältnis $E_g/E_a = 1$, worauf es damals wesentlich ankam, davon nicht berührt.

[11]) O. v. Baeyer, Phys. Zs. **10**, 168, 1909. Vgl. auch W. Schottky, Ann. d. Phys. **44**, 1011, 1914 und H. Rothe, Dissertation Dresden 1925.

[12]) Wurden in besonderen Fällen höhere Spannungen angelegt, so war wieder die Gefahr von Raumladungsstörungen ausgeschaltet, so daß dann unbedenklich größere Emissionsstromstärken verwendet werden konnten.

[13]) Nach Messungen verschiedener Autoren ist die maximale Sekundärgeschwindigkeit selbst bei Primärspannungen von einigen 1000 Volt höchstens 10 Volt. Vgl. besonders P. Lenard, Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten, Heidelberg, 1918 und 1925.

des Gesamtstromes auf Gitter und Anode durch Sekundärstrahlung nur dann merkbar beeinflußt werden, wenn beide Elektrodenspannungen höher als die Grenzspannung, also höher als 10 Volt sind.

Gerade unterhalb von etwa 10 Volt tritt aber ein zweiter, von der reinen Sekundäremission verschiedener Effekt auf, die echte Reflexion von Primärelektronen. Diese hat nach Messungen von A. Gehrts[14]) ein Maximum bei 6 Volt Primärgeschwindigkeit. Dort können bis zu etwa 70% der Primärelektronen reflektiert werden. Diese Angaben beziehen sich jedoch auf ebene Anordnung und senkrechten Einfall. Bei gewöhnlichen Elektronenröhren macht sich dagegen, wie schon früher nachgewiesen wurde, die echte Reflexion nur sehr wenig bemerkbar. Das liegt an der Gestalt der Anode, die infolge ihrer starken Krümmung langsam bewegte Elektronen fast vollständig absorbiert. Anderseits kehren auch die vom Gitter reflektierten Elektronen infolge der geometrischen Anordnung zum großen Teil wieder dorthin zurück. Der Einfluß der echten Reflexion wird — im Gegensatz zu dem der Sekundärstrahlung — nur dann vermieden, wenn die Spannungen beider Elektroden niedrig sind. Liegt z. B. am Gitter eine stark positive Spannung, so wird dadurch die absorbierende Wirkung der Anodenkrümmung mehr oder weniger aufgehoben, es gelangen mehr und mehr von den am Anodenzylinder reflektierten Elektronen bis zum Gitter, d. h. der Anodenstrom wird zugunsten des Gitterstromes geschwächt. In geringem Maße erkennt man das schon in Fig. 1[15]).

Ganz ohne Bedeutung ist bei kleinen Geschwindigkeiten eine dritte Erscheinung, die Rückdiffusion von Primärelektronen[16]).

4. Die Anfangsgeschwindigkeitsverteilung.

Leider ist es unmöglich, mit den Spannungen beliebig weit herunterzugehen. Einmal wird es dann naturgemäß immer schwieriger, Raumladungs- und Isolationsstörungen auszuschalten; zum andern begegnet man einer weiteren Erscheinung, die die Stromverteilung verändern kann, dem Einfluß der Geschwindigkeitsverteilung der aus der glühenden Kathode austretenden Elektronen.

Mit sehr großer Annäherung kann man sagen, daß für ein Elektron, das die (radiale) Anfangsgeschwindigkeit V Volt besitzt, die Elektrodenspannungen sich um ebendiesen Betrag V erhöhen[17]). In die Formel (6) wären also für jedes Elektron andere Werte von E_g und E_a einzusetzen:

$$\frac{E_{g\,corr}}{E_{a\,corr}} = \frac{E_g + V}{E_a + V} \tag{10}$$

Man sieht sofort, daß durch diese Korrektur stets die niedrigere von beiden Spannungen verhältnismäßig stärker erhöht wird; d. h. durch die Wirkung der Anfangsgeschwindigkeit wird die Elektrode mit der kleineren Spannung in der Stromverteilung bevorzugt. Um zu entscheiden, wieweit sich dadurch die Kurven von Fig. 1 erklären lassen, wurde ein graphisches Verfahren angewendet.

Der Elektronenstrom, der — bei Abwesenheit von Raumladung — von einem Glühdraht zu einem negativ geladenen koaxialen Anodenzylinder übergehen kann, wird nach Schottky dargestellt durch

$$J = J_0 \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{E_0}}\, e^{-\frac{E}{E_0}} \tag{11}$$

Dabei ist E die angelegte Gegenspannung,

$$E_0 = 8{,}6 \cdot 10^{-5}\, T$$

die mittlere Wärmegeschwindigkeit der Elektronen in Volt, T die absolute Temperatur und J_0 der Sättigungsstrom, der erreicht wird, wenn die Gegenspannung $E = 0$ ist. In Fig. 3 ist für $J_0 = 100$ der nach (11) berechnete Anlaufstrom J über E/E_0 aufgetragen.

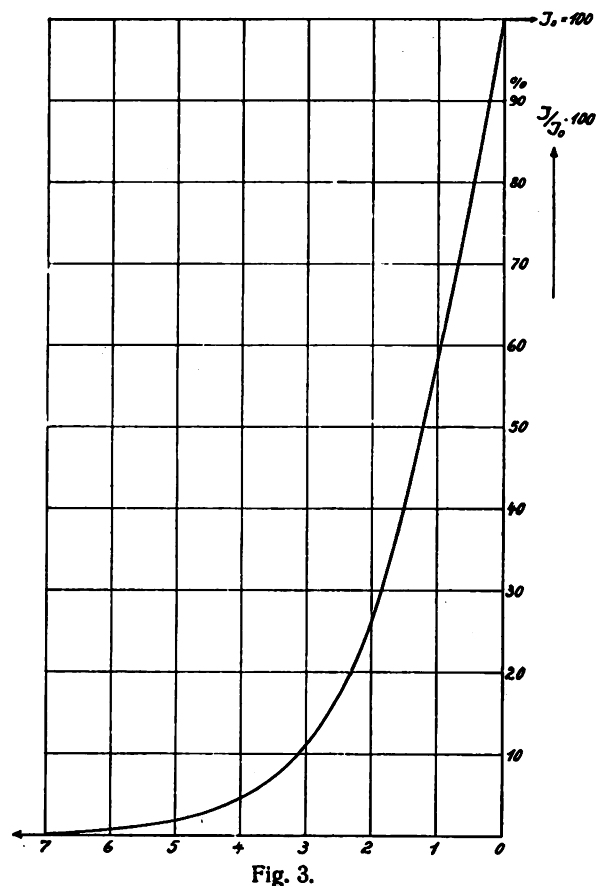


Fig. 3.
Anlaufstrom, nach Glch. (11) berechnet.

Aus dieser Kurve wurde nun gefunden, daß z. B. 95% der Elektronen gegen eine Spannung $E = 0{,}12\, E_0$ anlaufen können; d. h. es haben die restlichen 5% eine mittlere Geschwindigkeit $V_1 = 0{,}06\, E_0$ Volt. In derselben Weise ergab sich für weitere je 5% $V_2 = 0{,}18\, E_0$, $V_3 = 0{,}29\, E_0$ usw. Eine Geschwindigkeit größer als $5{,}65\, E_0$ haben schließlich nur noch 1% der Elektronen.

Für alle diese einzelnen Elektronengruppen wurden in Fig. 4 unter Einsetzung der nach (10) korrigierten Spannungswerte die theoretischen Stromverteilungskurven (6) eingezeichnet und graphisch addiert. Die Hüllkurve dieser Schar stellt dann mit sehr großer Annäherung die wirkliche Stromverteilung dar. E_0 wurde dabei zu 0,14 Volt angenommen, wie es etwa der bei den Messungen verwendeten Temperatur entsprach. Zum Vergleich wurde die ohne Berücksichtigung der Anfangsgeschwindigkeiten ein-

14) A. Gehrts, Ann. d. Phys. 36, 995, 1911; Diss. Berlin 1911.
15) Vgl. hierzu Fig. 5 der früheren Veröffentlichung.
16) Vgl. Fig. 12 der früheren Arbeit.
17) Streng genommen müßte man noch für jeden Wert von V den Glühdrahthalbmesser um so viel kleiner annehmen, daß die Geschwindigkeit V gerade beim Durchfliegen der wirklichen Oberfläche erreicht wird. Die daraus sich ergebende Korrektur ist jedoch verschwindend gering, erstens wegen des logarithmischen Potentialverlaufs, zweitens wegen des geringen Einflusses der Größe $\sqrt{\lg\frac{a}{k} / \lg\frac{g}{k}}$ überhaupt.

fach nach (6) sich ergebende Kurve gestrichelt eingezeichnet. Die ganz links liegende Kurve ist eine experimentell aufgenommene[18]).

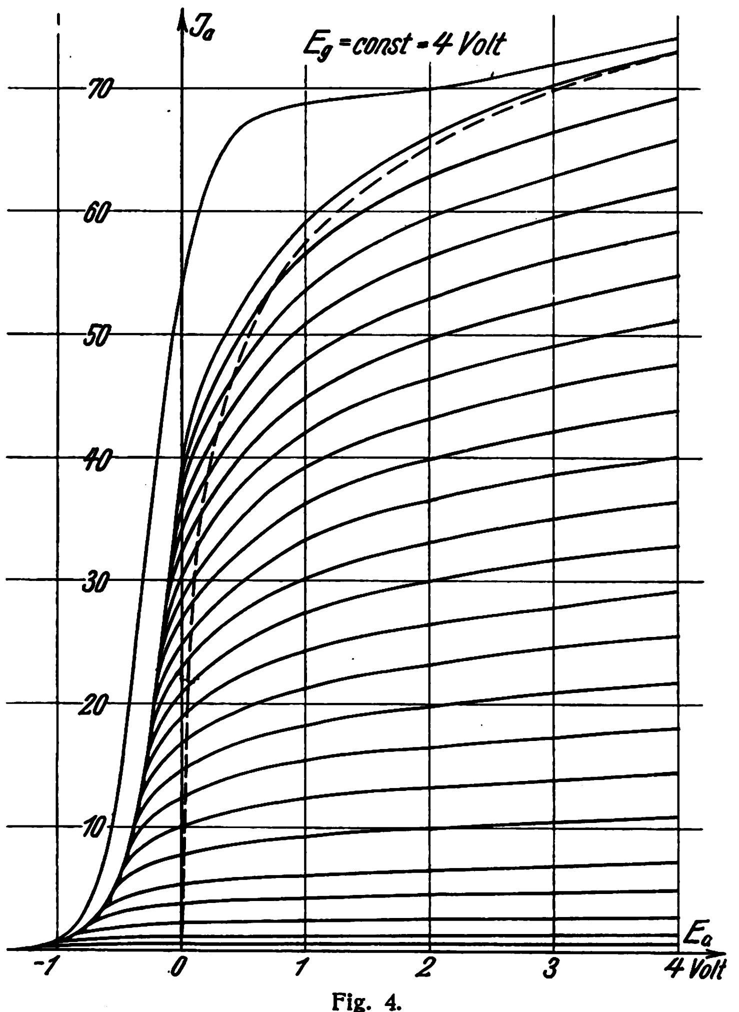


Fig. 4.
Der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeitsverteilung.

Der prozentuale Unterschied zwischen den gemessenen und den graphisch konstruierten Werten von J_a ist um so größer, je kleiner E_a ist. Durch den Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten wird also die theoretische Verteilung (6) tatsächlich im richtigen Sinne geändert. Die Aenderung ist aber nicht so groß, daß sie allein zur Erklärung der fraglichen Abweichungen dienen könnte.

[18]) Man sieht auch hier den geringen Einfluß von echter Reflexion an der Anode, durch die der Anodenstrom streckenweise ein wenig geschwächt erscheint.

5. Die Voltaspannungen (Kontaktpotentiale).

In Fig. 4 ist die gemessene Kurve gegenüber der graphisch ermittelten im unteren Teile nahezu parallel nach links verschoben. Dies könnte den Gedanken nahelegen, daß eine Kontaktpotentialdifferenz zwischen Glühdraht und Anode bestünde. Das war auch wirklich der Fall, jedoch sind in Fig. 4 bereits die nach den Voltspannungen korrigierten Werte von E_g und E_o benutzt, und zwar mit Hilfe der der Gleichung (10) entsprechenden Beziehung

$$\frac{E_{g\,corr}}{E_{a\,corr}} = \frac{E_g + K_g}{E_a + K_a} \tag{10a}$$

Dabei wurden die Kontaktpotentiale K_g und K_a von Gitter und Anode gegen die Kathode dann positiv gerechnet, wenn sie wie eine von außen angelegte positive Spannung beschleunigend auf die Glühelektronen einwirkten.

Die Methoden zur Messung der Voltaspannungen sollen in einem späteren Abschnitt der Arbeit gesondert behandelt werden.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die auf Seite 107 angeführten Erscheinungen für die starken Abweichungen von der Theorie nicht verantwortlich gemacht werden können. Es bleibt jetzt nur noch übrig, den Grund in einer unzulässigen Vernachlässigung zu suchen, die etwa bei Anwendung der Theorie auf den praktischen Fall gemacht wurde. Schon auf Seite 106 wurde darauf hingewiesen, daß Gl. (6) abgeleitet ist für eine Röhre, deren Gitter sehr dünn in radialer Richtung ist. Es wird sich nun zeigen, daß tatsächlich eine Veränderung der (radialen) Dicke des Gitters einen ganz außerordentlichen Einfluß auf die Stromverteilung hat. Das läßt sich in sehr anschaulicher Weise begründen, wenn man von den Bahnen der Elektronen ausgeht. Im folgenden wird deshalb zunächst ein Verfahren zur Bestimmung dieser Bahnen entwickelt werden.

(Fortsetzung folgt.)

(Eingegangen am 22. Dezember 1927.)

Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen.

Von **Franz Eisner, Heinrich Faßbender** und **Georg Kurlbaum.**

99. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

Inhaltsübersicht:

Einleitung.

I. Leistungsmessungen an Antennen.

1. Theoretische Grundlagen für die Leistungsmessungen mittels Zusatzwiderständen bei Hochfrequenz.
2. Beschreibung des in der vorliegenden Arbeit verwandten Verfahrens für die Leistungsmessungen.
3. Versuchsergebnisse der Leistungsmessungen bei der Flugzeug- und Bodenstation.

II. Strahlungsmessungen an Antennen.

4. Beschreibung des verwandten Verfahrens zu Strahlungsmessungen an der Flugzeug- und Bodenstation.
5. Versuchsergebnisse der Strahlungsmessungen.

III. Zusammenfassung der Versuchsergebnisse der Leistungs- und Strahlungsmessungen an Antennen.

Einleitung.

Die vorliegende Arbeit sollte Klarheit bringen über Leistung und Strahlung von Flugzeugantennen. Es zeigte

sich aber, daß auch über die gleichen Fragen bei Bodenstationen das Schrifttum keine befriedigende Auskunft gibt. Es mußten daher auch Messungen an Bodenantennen ausgeführt werden. Dies war um so mehr nötig, da es uns auch auf den Vergleich beider Antennen ankam.

Wir gingen nun so vor, daß wir die gleiche Station bei einem Teil der Versuche in ein Flugzeug einbauten und bei einem anderen als Bodenstation verwandten. Im Flugzeug wurde die heute übliche Schleppantenne, am Boden eine *T*-Antenne benutzt.

Untersucht wurde in beiden Fällen, wie sich die Leistungen im Antennenkreis auf Abstimmittel und eigentliche Antenne verteilen. Im folgenden haben wir zur Unterscheidung das Wort „Antennenkreis" verwandt, wenn wir Antenne einschließlich Abstimmittel meinen, während wir das Wort „Antenne" ohne nähere Bezeichnung setzen, wenn wir die Luftdrähte einschließlich Erde bzw. Flugzeugkörper bezeichnen wollen.

Die Leistungsmessungen wurden ergänzt durch die im zweiten Teil beschriebenen Messungen der Empfangsfeldstärken, durch die man ein Bild von der ausgestrahlten, d. i. der eigentlichen Nutzleistung der Antenne bekommt. Auch hier kam es wiederum auf einen Vergleich der Flugzeug-Antenne und der Boden-Antenne an, da man häufig in Fachkreisen die niemals theoretisch oder experimentell geprüfte Behauptung hörte, daß Flugzeugantennen eine besonders hohe Strahlung haben sollten.

Die beschriebenen Messungen sind in einem Wellenbereich zwischen 450 und 1375 m ausgeführt. Dies war deshalb von Bedeutung, da im Schrifttum Angaben über die zweckmäßigsten Wellen für Flugzeugstationen fehlen. Es ist beabsichtigt, den untersuchten Wellenbereich später nach unten zu erweitern.

Im Anschluß an diese Messungen sind einige Sonderfragen untersucht worden, die an den betreffenden Stellen ausführlich behandelt und auch in der Zusammenfassung aufgeführt sind. Es wurden Messungen über die Abhängigkeit der Strahlung von der Flughöhe und von der Länge der Schleppantenne ausgeführt. Auch wurde die Charakteristik der Flugzeugantenne aufgenommen. Endlich wurden auch vergleichende Messungen zwischen Schleppantenne und festen Antennen ausgeführt.

I. Leistungsmessungen an Antennen.

1. Theoretische Grundlagen für die Leistungsmessungen mittels Zusatzwiderständen bei Hochfrequenz.

Da die dynamometrischen Wattmeter nur bis etwa 500 Hertz verwandt werden können, muß man sich bei Hochfrequenz besonderer Verfahren zur Bestimmung der Leistung bedienen. Schon seit vielen Jahren wird das sog. Verfahren des Zusatzwiderstandes bevorzugt, das von R. Lindemann[1]) in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt als Präzisionsverfahren ausgebildet und zur Untersuchung des Widerstandes ideal verdrillter Litzen unter Anwendung einer Poulsen-Meßlampe angewandt wurde. Nach diesem Verfahren berechnet man bekanntlich den Aequivalentwiderstand des zu untersuchenden Kreises, dessen Leistung bestimmt werden soll, nach der Formel

$$R = R_z \frac{I'_2}{I_2 - I'_2},$$

worin R den zu messenden Aequivalentwiderstand,

R_z den Zusatzwiderstand,

I_2 den Strom im Meßkreis ohne Zusatzwiderstand,

I_2' den gleichen Strom nach Zuschalten des Zusatzwiderstandes bedeuten.

Ist einmal der Aequivalentwiderstand R gemessen, so ergibt sich die Leistung N in einfacher Weise zu

$$N = I^2 \cdot R;$$

Schon Lindemann hat erkannt, daß das Verfahren nur bei extrem loser Kopplung zwischen Erreger- und Meßkreis richtig ist. Er selbst hat auch stest bei extrem loser

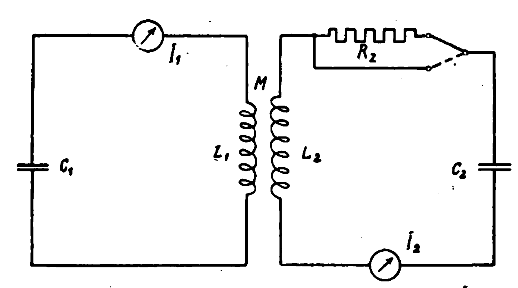


Fig. 1.
Grundsätzliches Schaltbild für das Verfahren der Bestimmung des Aequivalentwiderstandes.

Kopplung und sehr empfindlichem Strommesser (Detektor und Spiegelgalvanometer) im Meßkreis gearbeitet.

Während des Krieges hat dann der eine von uns Messungen von Antennenwiderständen, insbesondere zum Nachweis der Vorteile der sogenannten Goldschmidtschen Sternerde gemacht. Dabei wurde die Rückwirkung auf den Erregerkreis dadurch aufgehoben, daß mit und ohne Zusatzwiderstand im Meßkreis der Strom im Erregerkreis jedesmal auf denselben Wert eingeregelt wurde. Die Messungen ergaben, daß trotzdem bei Aenderung des Zusatzwiderstandes und Aenderung des Kopplungsgrades übereinstimmende Meßergebnisse nur erhalten wurden, wenn die Kopplung nicht zu fest wurde.

Nach dem Krieg gab H. Pauli[2]) das bekannte graphische Verfahren an, um aus mehreren Messungen mit verschiedenen Zusatzwiderständen den wahrscheinlichsten Wert für den Aequivalentwiderstand abzuleiten.

Wir behandeln im folgenden das Verfahren des Zusatzwiderstandes nach dem symbolischen Verfahren und werden an Hand der Gleichungen auf die einzelnen möglichen Fehlerquellen hinweisen. Zur Vereinfachung nehmen wir die Verhältnisse der Fig. 1 als gegeben an.

Für den Sekundärkreis gilt in symbolischer Schreibweise

$$\mathfrak{J}_2 \cdot R_2 + \mathfrak{J}_2 j \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right) = -M\,\omega j\,\mathfrak{J}_1;$$

wo R_2 den in der Fig. 1 nicht besonders gezeichneten gesamten Wirkwiderstand des Sekundärkreises bedeutet.

Im Fall der Resonanzabstimmung im Sekundärkreis ist

$$\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} = 0.$$

Man erhält also:

$$\mathfrak{J}_2 \cdot R_2 = -M \cdot \omega \cdot j\,\mathfrak{J}_1 \qquad (1)$$

Wird in den Sekundärkreis ein Zusatzwiderstand R_z hinzugeschaltet, so kann man in der gleichen Weise die folgende Gleichung ableiten:

$$\mathfrak{J}'_2\,(R_2 + R_z) = -M \cdot \omega \cdot j\,\mathfrak{J}'_1 \qquad (2)$$

Nehmen wir eine genügend lose Kopplung an, so daß

[1]) R. Lindemann: Über Dämpfungsmessungen mittels ungedämpfter elektrischer Schwingungen. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 11. Jahrgang, S. 28 ff, 1909.

[2]) H. Pauli, Zeitschrift für Physik, 5, S. 376, 1921 und 6, S. 118, 1921



keine Rückwirkung auf den primären Kreis stattfindet, so bleibt die rechte Seite — $M j \omega \mathfrak{J}_1$ und es wird

$$\mathfrak{J}_2 \cdot R_2 = \mathfrak{J}'_2 (R_2 + R_z)$$

also $R_2 (\mathfrak{J}_2 - \mathfrak{J}'_2) = R_z \cdot \mathfrak{J}'_2$ oder mit Effektivwerten:

$$R_2 = R_z \frac{I'_2}{I_2 - I'_2}$$

Aus dieser Ableitung der Formel erkennt man, daß außer der oben vorausgesetzten losen Kopplung folgende Bedingungen erfüllt sein müssen, um ein richtiges Ergebnis zu erhalten:

a) der Strom im Erregerkreis muß mit und ohne Zusatzwiderstand genau der gleiche sein;

b) die Frequenz muß stets konstant gehalten werden;

c) der Meßkreis muß genau auf Resonanz eingeregelt sein.

Um die Genauigkeit des Ergebnisses zu erhöhen, begnügt man sich gewöhnlich nicht damit, einen einzigen Widerstand R_z einzuschalten, sondern man wiederholt die Messung mit einer größeren Zahl von Widerständen. Für diesen Fall gibt Pauli das folgende Verfahren an, das auch von uns stets angewandt wurde:

Aus Gleichung (2) folgt

$$\frac{\mathfrak{J}'_1}{\mathfrak{J}'_2} = -\frac{R_2 + R_z}{j \omega M}$$

oder in Effektivwerten

$$\frac{I'_1}{I'_2} = \frac{R_2 + R_z}{\omega M}$$

Diese Gleichung bedeutet, daß $\frac{I'_1}{I'_2}$ abhängig von R_z eine Gerade darstellt.

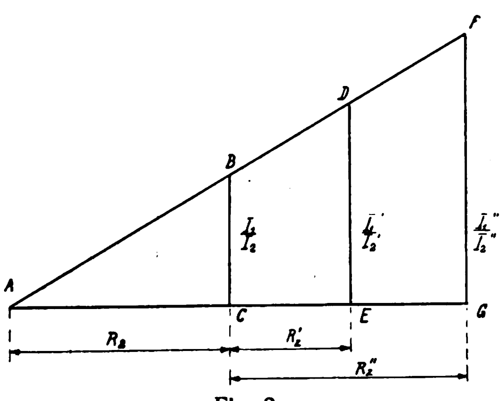


Fig. 2.
Graphisches Verfahren nach Pauli zur Auswertung des Aequivalentwiderstandes.

Somit ergibt sich die folgende graphische Konstruktion (Fig. 2): Man trägt jedesmal vom Koordinaten-Nullpunkt C aus die Zusatzwiderstände als Abszissen auf, und als Ordinaten in den Punkten C, E, G jeweilig das zugehörige Verhältnis von Primär- zu Sekundärstrom. Durch die Endpunkte B, D, F der Ordinaten zieht man die wahrscheinlichste Gerade. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Abszisse sei A, dann ist AC der gesuchte Aequivalentwiderstand. Wird die Kopplung geändert, so erhält man eine Gerade anderer Neigung, die jedoch auf der Abszissenachse den gleichen Punkt A durchlaufen muß.

Oben haben wir in Bedingung c) gesehen, daß es unbedingt erforderlich ist, daß der Meßkreis genau auf Resonanz eingestellt sein muß. Bei loser Kopplung ist dies sehr leicht, da dann einfach auf maximalen Strom im Sekundärkreis eingestellt zu werden braucht. Bei fester Kopplung, wie wir sie gewöhnlich bei betriebsmäßigen Sendern vorfinden, und wo diese auch nicht geändert werden kann, führt dieses Verfahren zu unter Umständen großen Fehlern. Für diesen Fall hat M. Osnos[3]) den richtigen Weg angegeben.

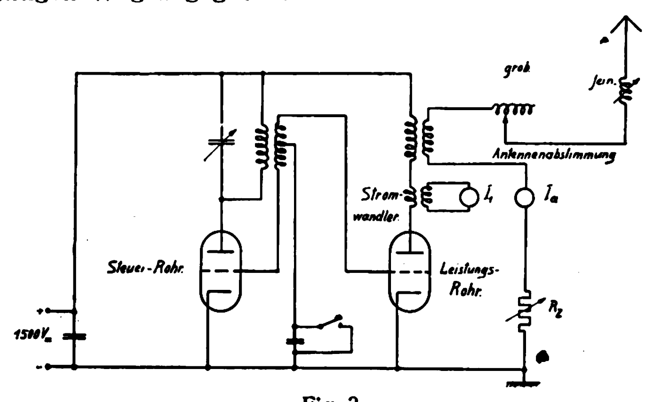


Fig. 3.
Schaltbild für die Leistungsmessung an der Flugzeugstation.

Es war

$$\mathfrak{J}_2 \left\{ R_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)\right\} = -M \cdot \omega \cdot j \mathfrak{J}_1$$

also

$$\frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_1} = -\frac{M \cdot \omega \cdot j}{R_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)}.$$

Für die Effektivwerte gilt also

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\omega M}{\sqrt{R_2^2 + \left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)^2}}; \qquad (3)$$

Im Fall der Resonanz im Sekundärkreis ist

$$\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2} = 0,$$

dann ist nach der Gleichung (3) $\frac{I_2}{I_1}$ ein Höchstwert, während I_2 kein Höchstwert zu sein braucht.

In der oben erwähnten Arbeit gibt Osnos an, daß es leicht sei, durch einige Einstellungen die Resonanzlage zu finden, doch will es nach den Erfahrungen der Verfasser ratsam scheinen, jedesmal die Resonanzkurve aufzunehmen, da unter Umständen kleine Abweichungen von der Resonanzeinstellung den Betrag des Verhältnisses der Ströme schon stark fälschen können.

Da wir dieses Verfahren zur Einstellung der Resonanz bei den Messungen für das oben erläuterte graphische Verfahren nach Pauli angewendet haben, so haben wir später in der Fig. 8 das Verhältnis $\frac{I_1}{I_2}$ graphisch aufgetragen, das im Falle der Resonanz ein Kleinstwert wird. Der Sekundärstrom ist dort mit I_a bezeichnet.

[3]) M. Osnos, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie 26 S. 10, 1925.

2. Beschreibung des in der vorliegenden Arbeit verwandten Verfahrens für die Leistungsmessungen.

Nach dem beschriebenen Verfahren wurden die in der Einleitung gekennzeichneten Leistungsmessungen ausgeführt.

Als Sender diente die Telefunken-Flugzeugstation 257 *F*, an der die Messungen vorgenommen wurden. Sie enthält einen Röhrensender mit Steuerkreis und Leistungsröhre.

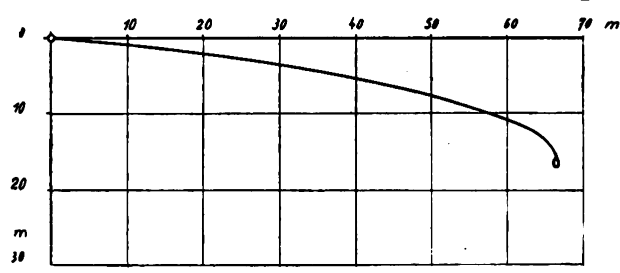


Fig. 4.
Gestalt der 70 m langen Schleppantenne im Fahrwind.

Das Schaltbild dieser Station ist in Fig. 3 zu sehen. Durch die Steuerröhre wird die Frequenz praktisch konstant gehalten, auch wenn die Antenne im Fahrwind ihre Gestalt ändert.

Der Heiz- und Anodenstrom wird einem Generator entnommen, der im Fahrwind des Flugzeuges hängt und seine Energie einem mit selbsttätiger Drehzahlreglung vor-

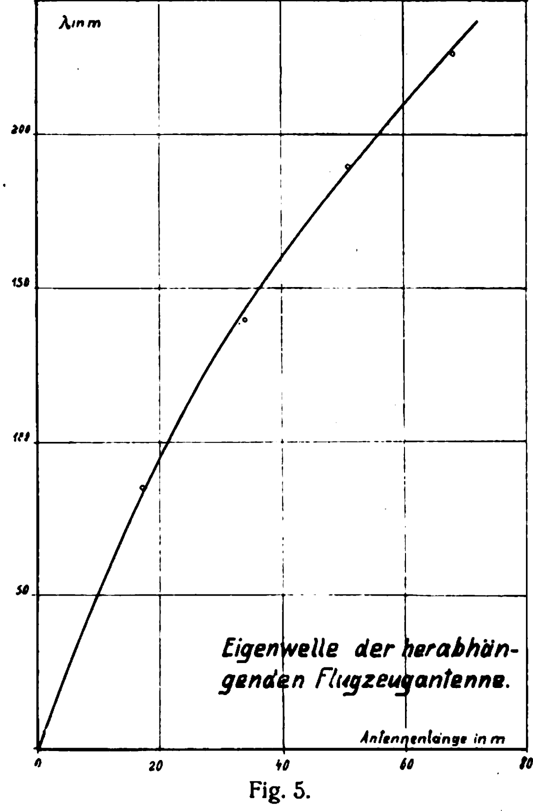


Fig. 5.

sehenen Windflügel entnimmt. Die Ausstrahlung der hochfrequenten Energie erfolgt aus der 70 m langen Schleppantenne. Sie besteht aus Bronzelitze und ist am Ende mit dem sogenannten Antennenei beschwert. Die Gestalt, die dieser aus dem Flugzeug heraushängende Draht unter normalen Verhältnisse im Fahrwind annimmt, ist in Fig. 4[4])

[4]) Siehe auch Liebers, Luftfahrtforschung Heft 3. (Beiheft zur Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt), wo nähere aerodynamische Angaben über die Antenne zu finden sind.

gezeigt. Ihre Eigenwelle wurde nach bekannten Verfahren im Flugzeug gemessen. Das Ergebnis ist in Fig. 5 abhängig von der Antennenlänge aufgetragen.

Der Generator der Bodenstation wurde von einem Elektromotor angetrieben, der, um von Netzschwankungen unabhängig zu sein, durch einen besonderen Maschinensatz Drehstrom-Gleichstrom gespeist wurde.[5]) Die Antenne der Bodenstation besteht gleichfalls aus Bronzelitze und ist zwischen zwei 15 m hohen Holztürmen ausgespannt. Die Länge beträgt ebenfalls 70 m. Wie aus Fig. 6 hervorgeht, ist es eine unsymmetrische *T*-Antenne.

Die Erde der Station besteht nach amerikanischer Bauart aus 6 Wellblechtafeln (2 × 0,8 m). Diese sind zu einem Zylinder mit sechseckiger Grundfläche verlötet. Von den einzelnen Blechen sind sternförmig starke Kupferdrähte nach dem Mittelpunkt geführt, von dem aus die Erdleitung nach der Station abgeht. Das ganze Gebilde ist hochkant so in die Erde vergraben, daß die Oberkante der Bleche 50 cm unter der Erdoberfläche liegt.

Für die Messung der Hochfrequenzströme wurden bei diesen Versuchen die Thermo-Amperemeter und -Milliamperemeter von Weston verwendet, die ein Thermoelement mit angebautem Drehspul-System enthalten. Ihre

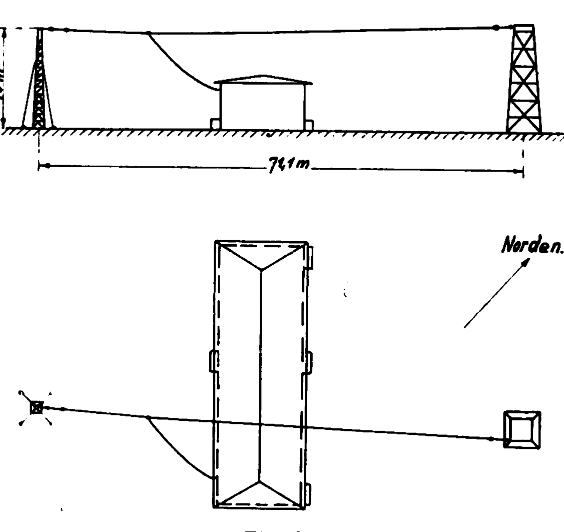


Fig. 6.
Antenne der Bodenstation.

Benutzung ist sehr bequem und hat vor Hitzbandinstrumenten den großen Vorteil der Konstanz des Nullpunktes voraus. An einer Stelle gaben sie Anlaß zu besonderen Vorsichtsmaßregeln. Der Primärstrom der Antennenkopplungsspule ist der Anodenstrom der Leistungsröhre des Senders (s. Fig. 3). Um den Gleichstrom von dem Wechselstrom zu trennen, wurde in die Anodenleitung ein Stromwandler eingeschaltet, der aus einer bifilar gewickelten Spule von 6½ cm Durchmesser und 2 × 106 Windungen bestand, an die sekundär das Thermoinstrument angeschaltet wurde. Da der Stromwandler nur an die leicht zugängliche Anode angeschlossen werden konnte, so hatte diese ganze Anordnung hohes Potential gegen Erde; Stromwandler und Instrument mußten also gut isoliert werden. Jedoch zeigte sich stets bei Anlegen der Anodenspannung und ungdrückter Taste ein Ausschlag des Zeigers in entgegengesetzter Richtung, der nur von Isolationsgleichströmen herrühren konnte. Er war nur bei ganz hervorragender Isolation auf sehr trockenem Glas und sehr großen Kriechwegen kurzzeitig zu unterdrücken. Endgültige Abhilfe brachte folgende

[5]) Vergleiche H. Faßbender, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 30, S. 173, 1927, sowie Luftfahrtforschung Bd. 1, Heft 3.



Anordnung: Das Instrument wurde auf zwei übereinander angebrachten Platten aus Isolationsmaterial befestigt. Von den Klemmen des Instrumentes führten zwei Drähte zu Kupferfoliestreifen, die sich in etwa zwei Zentimeter Ab-

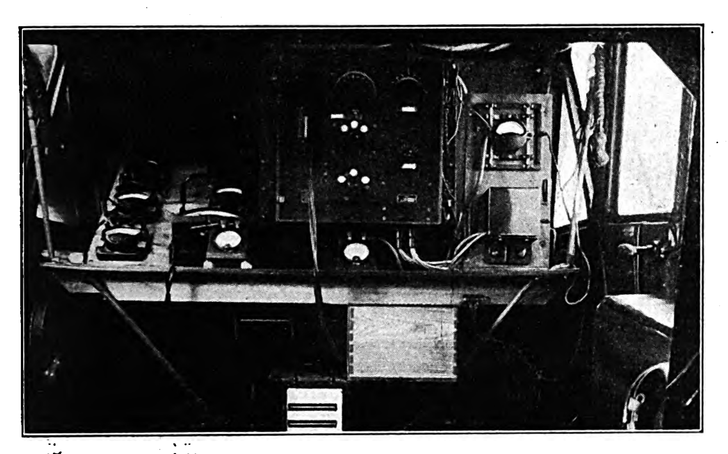


Fig. 7.
Telefunkengerät mit Meßanordnung eingebaut in Junkersflugzeug F13, D212

stand voneinander isoliert, zwischen den beiden Isolierplatten, befanden. Der Isolationsstrom ging nun nicht mehr

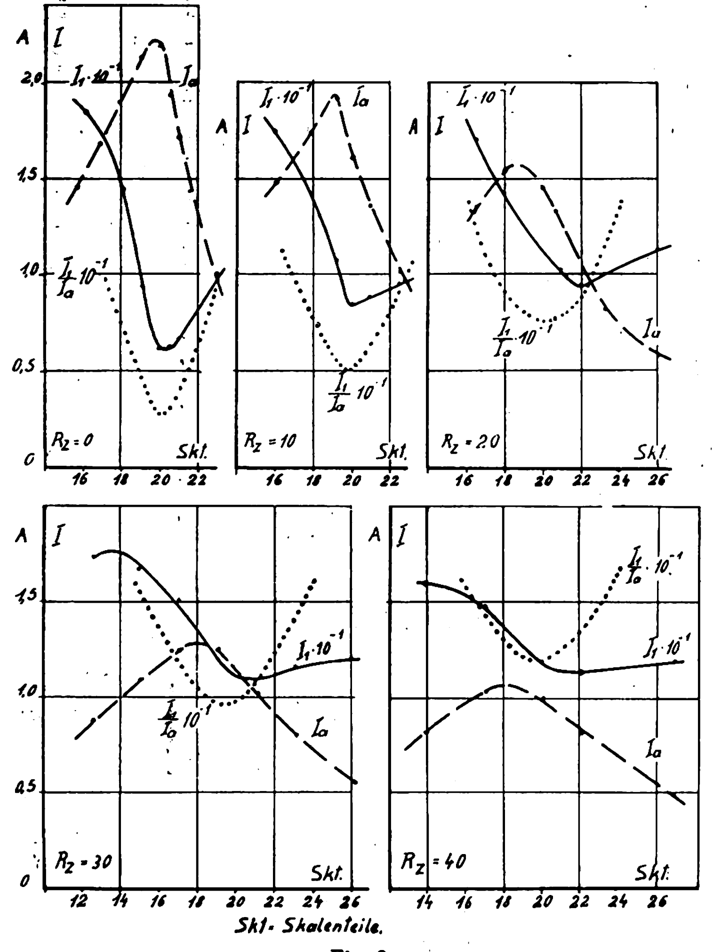


Fig. 8.
Resonanzkurven nach Osnos.

durch das Drehspulsystem, sondern bevorzugte die beiden Wege über die Instrumentenklemmen und die Kupferfolie zur Erde. Der sehr hochohmige Nebenschluß konnte die Messung nicht fälschen. Bei der Eichung des Stromwandlers zeigte sich in dem benutzten Frequenzbereich die gleiche Stromstärke auf der Primär- und Sekundärseite.

[6]) Rein-Wirtz. Radiotelegr. Praktikum. 3. Auflage, 1922, S. 64.

Der Zusatzwiderstand bestand aus bifilar gespannten Drähten aus Konstantan von höchstens 0,4 mm Dicke, bei denen die Widerstandserhöhung durch Stromverdrängung bei 200 m Wellenlänge noch unter 1% bleibt.[6]) Er war in Stufen von 2, 5, 10, 20, 40 Ohm unterteilt, die mittels Stecker beliebig in Reihe geschaltet werden konnten.

Die Antennenkopplung ist fest im Gerät eingebaut und kann nicht willkürlich verändert werden. Die Grob-Abstimmung des Antennenkreises läßt sich in neun Stufen schalten. Feinabstimmung erfolgt mittels Variometers, dessen Stellung an einer 100-teiligen Skala abgelesen wird.

Die Gleichstromwerte, und zwar Heizstrom, Heizspannung, Anodenstrom und Anodenspannung, wurden mit Z-Instrumenten (Siemens u. Halske A. G.) unmittelbar hinter dem Generator gemessen.

In der Flugzeugkabine wurden die beiden vorderen Sitze entfernt und dafür ein Tisch, an Gummischnüren nach oben und unten abgespannt, eingebaut, auf dem der größte Teil der Apparatur Platz hatte. Der Rest wurde auf dem Boden befestigt. Ein Bild des Einbaus gibt Fig. 7.

Die Leistungsmessung ging in folgender Weise vor sich: Nachdem etwa 200 m Höhe erreicht waren, wurde die Antenne herausgelassen, die Station eingeschaltet und grob abgestimmt; dann wurde die Feinabstimmung in der Nähe der Resonanz verändert, und die beiden Ströme abhängig von der Einstellung an der Feinabstimmung abgelesen. Darauf wurde dasselbe mit einem Zusatzwiderstand von 10, 20, 30 und 40 Ohm wiederholt. Die erhaltenen Kurven für die Wellenlänge $\lambda = 950$ m zeigt Fig. 8. Dieselbe Messung erfolgte bei der Welle 450, 650 und 1350 m. Man erkennt hieraus, daß das beschriebene Verfahren einen großen Zeitaufwand bedingt. Die Messung eines Widerstandes erfordert die Ermittlung von 5×3 Kurven. Um ein Bild von dem gesamten Arbeitsaufwand dieser Leistungsmessungen zu geben, sei erwähnt, daß insgesamt etwa 250 Resonanzversuche ausgewertet werden mußten.

Diese Messungen im Flugzeug sind insofern ungenauer als die entsprechenden an der Bodenstation, als auch bei ruhigem Wetter die Antenne nie ganz ruhig hängt und deshalb Aenderungen in der Abstimmung infolge der geringen Dämpfung des Antennenkreises erhebliche Schwankungen des Antennenstromes hervorrufen. Wenn ferner bei etwas bockigem Wetter die Geschwindigkeit des Flugzeuges schwankt, ändert sich die Drehzahl des Regelpropellers, wenn auch nur wenig, was auch Änderungen der Antennenstromstärke und damit der abgegebenen Leistung des Gerätes zur Folge hat.

Wie schon in der Einleitung erwähnt, war beabsichtigt, den Widerstand der eingebauten Abstimmittel, der im wesentlichen durch die Verlängerungsspulen bedingt ist, für sich zu messen. Dies geschah in der Weise, daß, während das Flugzeug sich in der Halle befand, statt der Antenne ein verlustloser Drehkondensator, Bauart der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, angeschaltet wurde. Aus den Resonanzkurven, die im Flugzeug erhalten worden waren, war die $\frac{I_1}{I_a}$ Kurve abgeleitet worden, deren Kleinstwerte für die Zeichnung der Paulischen Geraden nötig waren. Die Feinabstimmung wurde auf den Skalenteil, für den vorher der Kleinstwert gefunden war, eingestellt und dann durch Einregeln des Kondensators die Resonanzkurven aufgenommen. Die gleiche Messung wurde wie oben nach Zuschalten der nötigen Zusatzwiderstände wiederholt.

Um die Genauigkeit des Verfahrens zu prüfen, wurden die Messungen auch für andere Stellungen der Fein-

abstimmung vorgenommen. Man erhält dann für jede Stellung den Widerstand der eingebauten Abstimmittel aus der betreffenden P a u l i schen Geraden. Da die Kopplung nur sehr wenig infolge Drehung der Variometerspule verändert wird, müssen die Geraden nahezu parallel zueinander verlaufen, was als Anhalt für die Zuverlässigkeit des Ergebnisses dienen kann. Fig. 9 gibt ein Beispiel für das P a u l i sche Verfahren.

Von dem im Flugzeug gemessenen Aequivalentwiderstand des Antennenkreises wird der Wert der Abstimmittel für die betreffende Abstimmung abgezogen, und man erhält den Widerstand der Antenne. Daraus ergibt sich die in

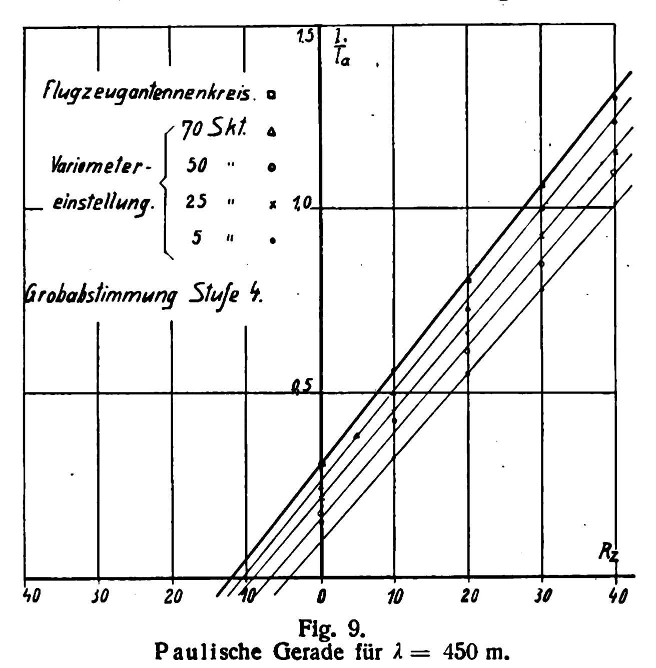


Fig. 9.
Paulische Gerade für $\lambda = 450$ m.

die untersuchte Antenne hineingeschickte Leistung, die z. T. als nützliche Strahlung ausgesandt, z. T. infolge der Verluste verschluckt wird.

Da das Flugzeug selbst einen Teil des strahlenden Antennengebildes darstellt, haben die ausgeführten Leistungs- und Strahlungsmessungen Gültigkeit nur für das untersuchte Flugzeugmuster J u n k e r s *F* 13 bzw. Metallflugzeuge ähnlicher Größe und Bauart.

Die Leistung N_a der Antenne einer Flugzeugstation läßt sich als Produkt aus dem Quadrat des Stromes J_a und des Widerstandes R_a darstellen. Nun wird als Widerstand der Antenne immer der Wert bezeichnet, der mit dem im Strombauch gemessenen Quadrat des Stromes die Leistung ergibt. Bei der Flugzeug-Antenne läßt sich aber von vornherein nicht mit Sicherheit sagen, wo sich der Strombauch befindet. Allerdings ist die Wahrscheinlichkeit, daß er an der Einführungsstelle der Antenne liegt, besonders bei Metallflugzeugen, sehr groß. Aber auch wenn das nicht der Fall wäre, behalten alle bisher angestellten Ueberlegungen ihre Gültigkeit, denn da der Schwingungszustand eines Gebildes — vorausgesetzt, daß von Oberwellen abgesehen wird — sich nicht ändert, wenn man es an einer anderen Stelle erregt, so müssen die Strahlungsleistung und die Verlustleistung konstant bleiben. Schneidet man also das schwingende Gebilde an irgend einer Stelle auf, erregt es dort, und mißt gleichzeitig an dieser Stelle den Aequivalentwiderstand R_a und den Strom I_a, so muß sich hieraus einwandfrei die gesamte aufgenommene Leistung als $N_a = I_a^2 \cdot R_a$ ermitteln lassen.

Zweifel können noch darüber bestehen, ob das Verfahren des Zusatzwiderstandes, angewendet auf Punkte außerhalb des Strombauches, zu richtigen Ergebnissen führt. Es wäre denkbar, daß durch Zuschalten des Widerstandes der an dem Widerstand auftretende Spannungssprung die Schwingungsform derart verändert, daß jetzt der Aequivalentwiderstand einen anderen Betrag annimmt. Zur Klärung dieser Frage dienten einige Vorversuche, bei denen eine vom Boden aus durch den großen meteorologischen Holzturm auf dem *D V L*-Gelände nach einem entfernten Hausdach gespannte Antenne sowohl unten als auch etwa in der Mitte erregt wurde. An der Stelle, wo die Antenne durch den Holzturm läuft, und unten am Erdungspunkt waren je ein Meßsender aufgebaut, von denen jedesmal der eine erregt wurde. Die Messungen ergaben mit der damals erreichbaren Genauigkeit, daß die Leistung unabhängig vom Erregungsort konstant ist, also

$$I_a^2 \cdot R_a = I'^2_a \cdot R'_a$$

Hierin bedeuten I_a und R_a die an der Erdungsstelle gemessenen, I'_a und R'_a die entsprechenden auf dem Turm gemessenen Werte. Natürlich muß jedesmal auf gleiche Stromstärke an einer Stelle, etwa unten, eingestellt werden.

3. V e r s u c h s e r g e b n i s s e d e r L e i s t u n g s m e s s u n g e n b e i d e r F l u g z e u g - u n d B o d e n s t a t i o n.

Die Ergebnisse der Leistungsmessungen im F l u g z e u g sind in Zahlentafeln 1 und 2 und Fig. Nr. 10 und 11 zusammengestellt. Fig. 10 gibt die gemessenen Werte für die Widerstände der Abstimmittel im Antennenkreis des

Tafel 1

Aequivalentwiderstände der Flugzeugschleppantenne.

R_{AK} = Aequivalentwiderstand des gesamten Antennenkreises.
R_{AM} = Aequivalentwiderstand der Abstimmittel des Antennenkreises.
R_{Ant} = Aequivalentwiderstand der Flugzeug-Schleppantenne ohne Abstimmittel.

Wellenlänge Meter	R_{AK} (Ohm)	R_{AM} (Ohm)	R_{Ant} (Ohm)
450	12,1	6,8	5,3
650	15,0	10,0	5,0
950	15,4	11,2	4,2
1350	24,5	20,6	3,9

Flugzeugsenders. Da es sich meistens darum handelt, die Antenne zu verlängern, so bestehen fast alle Stufen der Grobabstimmung aus Spulen. Die Feinabstimmung ist ein Variometer aus Hochfrequenzlitze. Man könnte vielleicht annehmen, daß der Widerstand eigentlich für alle Variometerstellungen derselbe ist. Es ergibt sich aber, wie man in Fig. 10 erkennt, in allen untersuchten Fällen ein Gang mit der Einstellung, was zwanglos auf die verschiedenartige Stromverdrängung infolge der geänderten Form des magnetischen Feldes zurückgeführt werden kann. In der gleichen Fig. 10 sind auch die für die Schleppantenne gemessenen Werte des Widerstandes des gesamten Antennenkreises aus Zahlentafel 1 durch ein Kreuz gekennzeichnet.

In Zahlentafel 1 sind für die Wellenlängen 450, 650, 950 und 1350 m die Aequivalentwiderstände für den gesamten Flugzeug-Antennenkreis, die Abstimmittel und die Schleppantenne allein zusammengestellt. Während die Wider-



stände der eingebauten Spulen Größen haben, die sich infolge der unstetigen Grobabstimmung sprungweise mit der Wellenlänge ändern, ist der Widerstand der Antenne eine physikalische Größe, die sich stetig mit der Wellenlänge ändern muß, was sich auch in der Schaubild-Darstellung in Fig. 11 erkennen läßt.

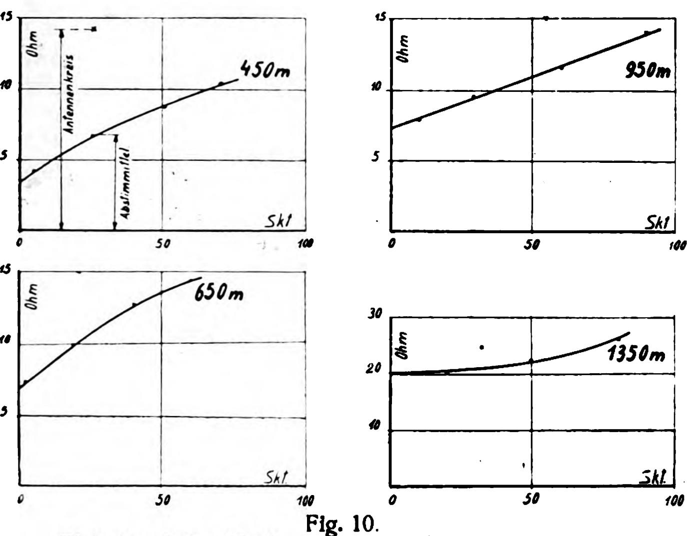


Fig. 10.
Widerstand der Abstimmittel und des Antennenkreises.

Von Interesse ist es, die Leistung der Flugzeugstation auf ihrem Weg vom Windflügel bis zur Antenne zu verfolgen. In Zahlentafel 2 sind die Werte zusammengestellt. Die dem Windflügel aus dem Fahrwind zugeführte Energie bezieht sich dabei auf eine Geschwindigkeit des Flugzeugs von 130 km/h. Die vom Generator abgegebene Leistung ist nahezu unabhängig von der Wellenlänge. Die Drehzahl des Generators bleibt infolge der Regulierung des Windflügels fast gleich, sie ändert sich nur beim Tasten von 4800 auf 4740 U/min. Die Drehzahl wurde mit einem Hartmann u. Braun Zungenfrequenzmesser (s. Fig. 7) gemessen, der an die 80 Per.-Wicklung des Generators angeschlossen war. Da die Leistung des Röhrensenders stark von der Drehzahl abhängt, könnte durch etwas andere Einstellung der Federn des Windflügels die Höchstleistung vielleicht noch ein wenig heraufgesetzt werden.

Nun kann man den Sender in seiner Gesamtheit als einen Umformer für Gleichstrom in hochfrequenten Wechselstrom auffassen. Ohne auf die inneren Vorgänge im Sender näher einzugehen, müßte man dann als Aufnahme die gleichstromseitig zugeführte Energie ansehen, wobei die Heizleistung der Röhren mitgezählt werden kann oder nicht. Als Abgabe wäre dann die Energie zu betrachten, die außerhalb des Apparates zwischen den Anschlußklemmen für Antenne und Erde nutzbar gemacht werden kann. Das Verhältnis von beiden ist der Wirkungsgrad des Senders. Die Nennleistung des Senders sollte die Abgabe außerhalb der Anschlußklemme für Antenne und Erde sein.

Tatsächlich ist die in Deutschland übliche Bezeichnung etwas anders. Man bezeichnet als Leistung des Senders

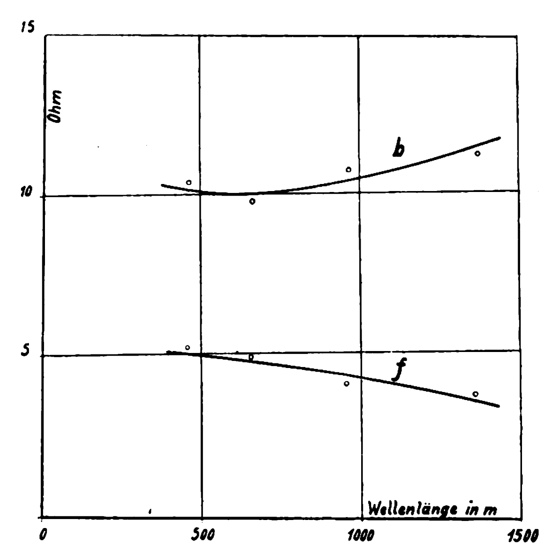


Fig. 11.
Aequivalentwiderstand der Flugzeugantenne *f* und der Antenne der Bodenstation *b*.

die gesamte im Antennenkreis verbrauchte Leistung. Diese Definition hat den Nachteil, daß zwei verschiedene Sender an der gleichen Antenne, also auch der gleichen Strahlung bei gleicher Antennenstromstärke, verschiedene Antennenleistung haben können.

Die Messung der Leistungsabgabe an die Antenne allein ist nur mit geringerer Genauigkeit möglich, weil der Betrag

Tafel 2

Aufgenommene und maximal an die Antenne abgegebene Leistung der Flugzeugstation in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

E_h Heizspannung, gemessen am Generator.
I_h Vom Generator abgegebener Heizstrom.
N_h Vom Generator abgegebene Heizleistung.
E_a Anodengleichspannung, am Generator gemessen.
I_a Anodengleichstrom.
N_F Dem Fahrwind vom Windflügel entnommene Leistung.
N_a Anodengleichstromleistung.
$I_{\text{Ant max}}$ maximaler Antennenstrom.
$N_{AK\,\text{max}} = I^2_{\text{Ant max}} \cdot R_{AK}$ = maximale Leistung im Antennenkreis.
$N_{\text{Ant max}} = I^2_{\text{Ant max}} \cdot R_{\text{Ant}}$ = maximale Leistung in der Antenne.

λ m	E_h V	I_h A	N_h W	E_a V	I_a A	N_a W	N_h+N_a W	N_F W	$I_{\text{Ant max}}$ A	$N_{AK\,\text{max}}$ W	$\eta = \frac{N_{AK\,\text{max}}}{N_a}$	$N_{\text{Ant max}}$	$\eta = \frac{N_{\text{Ant max}}}{N_F}$
450	13,8	9,3	128	1510	0,128	193	321	1100*)	2,30	64	0,33	28,0	0,025
650									2,21	73	0,38	24,4	0,022
950									2,33	81	0,42	22,8	0,021
1350									1,92	90	0,47	14,4	0,013

*) Nach Messungen der DVL, die von Herrn Dipl.-Ing. Brintzinger in Friedrichshafen ausgeführt wurden. Näheres siehe 3. Heft der Luftfahrtforschung Bd. 1.

der Abgabe sich als Unterschied aus zwei verhältnismäßig großen Werten ergibt.

Es sei besonders darauf hingewiesen, daß bei dem von uns untersuchten und sicher sehr gut gebauten Sender die Abstimmittel bis zu 67% der Leistung des gesamten Antennenkreises verschlucken. Eine Unterteilung der Verluste, wie wir sie in Zahlentafel 2 vorgenommen haben, soll helfen, schrittweise die Leistung desselben Gerätes zu steigern, was gerade bei Flugzeugstationen mit ihrem beschränkten Raum und Gewicht besonders wichtig ist.

Die Messungen an der Bodenstation wurden, wie schon oben erwähnt, an der in Fig. 6 gezeigten Antenne vorgenommen. Die Messungen des Widerstandes der Abstimmittel wurden hier nur für den Punkt vorgenommen, für den bei der Benutzung der Antenne Abstimmung vorhanden war. Die Ergebnisse sind in Zahlentafel 3 und 4 zusammengestellt und ebenfalls in Abb. 11 als Kurve aufgetragen. Eigentümlicherweise ergibt sich für die Antenne selbst keine mit der Wellenlänge fallende Abhängigkeit, wie sie der Strahlungswiderstand aufweisen müßte.

Tafel 3

Aequivalentwiderstände der Bodenstation.

R_{AK} = Aequivalentwiderstand des gesamten Antennenkreises.
R_{AM} = Aequivalentwiderstand der Abstimmittel des Antennenkreises.
R_{Ant} = Aequivalentwiderstand der Antenne der Bodenstation ohne Abstimmittel.

Wellenlänge Meter	R_{AK} (Ohm)	R_{AM} (Ohm)	R_{Ant} (Ohm)
450	22,5	12,0	10,5
650	16,1	6,2	9,9
950	17,8	6,9	10,9
1350	21,0	9,6	11,4

Tafel 4

Aufgenommene und maximal an die Antenne abgegebene Leistung der Bodenstation in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

E_h Heizspannung, gemessen am Generator.
I_h Vom Generator abgegebener Heizstrom.
N_h Vom Generator abgegebene Heizleistung.
E_a Anodengleichspannung, am Generator gemessen.
I_a Anodengleichstrom.
N_a Anodengleichstromleistung.
$I_{Ant\,max}$ maximaler Antennenstrom.
$N_{AK\,max} = I^2_{Ant} \cdot R_{AK}$ = maximale Leistung im Antennenkreis.

λ m	E_h V	I_h A	N_h W	E_a V	I_a A	N_a W	N_h+N_a W	I_{Ant} max A	N_{AK} max W	$\eta = \frac{N_{AK\,max}}{N_a}$	N_{Ant} max W
450	14,0	9,38	131	1500	0,14	210	341	1,10	27,2	0,13	12,7
650								1,73	48,3	0,23	29,8
950								1,52	41,2	0.20	25,2
1350								1,58	52,4	0,25	28,5

(Fortsetzung folgt.)

(Eingegangen am 13. Februar 1928.)

Über den Einfluß hoher ohmscher Anodenwiderstände auf den Gitterwiderstand von Verstärkerröhren.

Von E. Döring, Charlottenburg-Westend.
Mitteilung aus dem Zentralloboratorium der Siemens & Halske A.-G.

Die Bedeutung der Elektronenröhren für die Verstärkertechnik beruht im wesentlichen darauf, daß man in dem Elektronenrohr ein Relais samt Energiequelle besitzt, welches zu seiner Steuerung praktisch keine Leistung benötigt. Diese Steuerung geschieht bekanntlich gitterseitig durch reine Spannungen. Wird keine Leistung aufgewandt, so muß der Gitterwiderstand, d. h. auch die Verstärkung, unendlich groß sein. Diese Bedingung ist strenge jedoch nicht erfüllt. Sofern nämlich das Gitter einen Strom führt, kann man von einem endlichen Gitterwiderstand sprechen.

In dem Bereich der Gittervorspannung, in welchem bei bestimmter konstanter Anodenspannung der normale vom Uebergang von Elektronen auf das Gitter herrührende Gitterstrom fließt, besitzt der Gitterwiderstand bestimmte positive Werte, positiv deshalb, weil positiven Aenderungen der Gitterspannung positive Aenderungen des Gitterstromes entsprechen. Diese Werte sind im allgemeinen durch die Rohrdaten bestimmt. Für Verstärkerzwecke kommt dieser Bereich in der Regel nicht in Frage, da zufolge dieser Auffassung das Gitter mit einem bestimmten Widerstand belastet erscheint, im Gitterkreise also eine bestimmte Leistung verzehrt wird. Um dies zu vermeiden, arbeitet man gewöhnlich in dem weiter im Negativen liegenden Bereich der Gittervorspannung, in welchem der Gitterstrom Null, der Anodenstrom jedoch hinreichende Werte besitzt.

Hier ist der Gitterwiderstand meist außerordentlich viel höher, sein jeweiliger Wert wird jedoch von verschiedenen Faktoren beeinflußt.

Der Gitterwiderstand ist nicht unabhängig von den Verhältnissen im Anodenkreise. Diese Abhängigkeit gründet sich einmal darauf, daß ein Elektronenrohr vermöge seines mechanischen Aufbaus eine Schaltungsanordnung darstellt, bei der Gitter- und Anodenseite durch eine Kapazität, die Gitter-Anodenkapazität, miteinander gekoppelt sind (Kopplungen, die die Schaltungen der Anoden- und Gitterseite außerdem miteinander aufweisen können, seien nicht in Betracht gezogen). Dieser unter der Bezeichnung „Anodenrückwirkung" bekannte Einfluß tritt z. B. bei rein ohmscher Belastung des Anodenkreises bekanntlich in Form einer zusätzlichen Kapazität zwischen Gitter und Faden auf, die auch scheinbare oder dynamische Kapazität genannt worden ist.

Hiervon abgesehen ist der Gitterwiderstand auch nur in seltenen Fällen, nämlich bei Rohren mit extrem gutem Vakuum, zwar nicht unendlich groß, jedoch außerordentlich hoch, entsprechend dem Isolationswiderstande des Rohres zwischen Gitter und Faden.



Wenn aber das Rohr geringe Gasreste enthält, kann auch hier ein Gitterstrom auftreten, meist ein Strom positiver Ionen, welcher, unter bestimmten Voraussetzungen gebildet und auf das negative Gitter wandernd, den wirksamen Gitterwiderstand bestimmt. Letzterer ist dann aber ebenfalls nicht mehr unabhängig von den Daten des Anodenkreises.

Für das Auftreten eines Ionenstromes ist bei unverändertem Gasdruck p und bestimmten räumlichen Verhältnissen, d. h. bei einer bestimmten Rohrtype, eine bestimmte ionisierende Spannung V_A an der Anode notwendig. Hält man diese konstant, so ist der gebildete Ionenstrom i_j genau proportional dem Anodenstrome i_a.

$$i_j = C \cdot i_a \text{ für } V_a = \text{konst.}$$

Diese Proportionalität erlaubt, den Faktor C, den Ionenstrom pro Amp. Elektronenstrom, zu einem Maß für die Güte des Vakuums einer Rohrtype zu machen unter der Voraussetzung einer bestimmten Anodenspannung[1]). Das Vakuum ist um so besser, je kleiner diese Zahl ist. Ein Vakuumfaktor C von etwa $\leqq 4.10^{-5}$ bei 220 Volt Anodenspannung gilt für gewöhnliche Verstärkerrohrtypen als gutes Vakuum. Er ändert sich bekanntlich etwas mit der Belastungsdauer sowie der gesamten Brennstundenzahl eines Rohres.

Fig. 1 zeigt den bekannten Typ einer Gitterkennlinie, die an einem BF-Rohr (Wolframrohr) mit dem Vakuumfaktor $C = 2{,}3 \cdot 10^{-5}$ aufgenommen wurde. Zur Messung der Gitterströme diente dabei ein Spiegelgalvanometer mit einer Empfindlichkeit von $7{,}64 \cdot 10^{-10}$ A pro Skalenteil.

Das Gitter durchfließt ein Strom positiver Ionen i_j. Dieser ist bis zum Punkte b, wo der Elektronen-Gitterstrom einsetzt, etwa proportional dem Anodenstrome i_a. Der weitere Verlauf der Kurve entsteht aus der Superposition des Elektronen-Gitterstroms und Ionen-Gitterstroms, der in seiner Größe jedoch immer mehr gegen den Elektronen-Gitterstrom zurücktritt. Aus dem Verlauf dieser statischen Gitterkennlinie läßt sich für die einzelnen Gittervorspannungen der Gitterwiderstand ermitteln, welcher den wirksamen Wechselwiderstand zwischen Gitter und Faden darstellt, wenn von dem dynamischen Rohrwiderstand infolge der Gitter-Anodenkapazität jetzt und im folgenden abgesehen werde.

Die Größe des Gitterwiderstandes bestimmt sich bekanntlich durch den Differentialquotienten

$$R_g = \frac{d\,E_g}{d\,i_g} \text{ der Kurve } i_g = f(E_g),$$

der hier durch den Differenzenquotienten ersetzt wird.

Der Gitterwiderstand ist demnach unabhängig von der absoluten Größe des Ionenstromes.

In Fig. 1 ist gleichzeitig eine so gewonnene Kurve des Gitterwiderstandes eingezeichnet. Im Abschnitt a—b ist der Gitterwiderstand ein negativer, da einer positiven Aenderung der Gitterspannung eine negative Aenderung des Gitterstromes entspricht. Ein solcher negativer Widerstand („fallende Charakteristik") bedeutet bekanntlich unter geeigneten Umständen die Möglichkeit einer Schwingungserzeugung ohne Rückkopplung. In praxi liegt aber parallel zum Gitterwiderstand des Rohres noch der Widerstand des Gitterkreises, welcher meist ein positiver ist, und es setzt sich der negative Gitterwiderstand mit einem positiven zusammen zu dem resultierenden Widerstand des Gitterkreises

$$R_r = \frac{(R_{g+}) \cdot (R_{g-})}{|(R_{g+}) + (R_{g-})|}$$

Es ist daraus ersichtlich, daß ein negativer Widerstand resultiert, wenn der negative Anteil kleiner als der positive ist. Sind R_{g+} und R_{g-} von der gleichen Größe, so ist $R_g = \pm\infty$.

Für die Verwendung eines Rohres mit solcher Gitterkennlinie in einer Schaltung interessiert praktisch meist

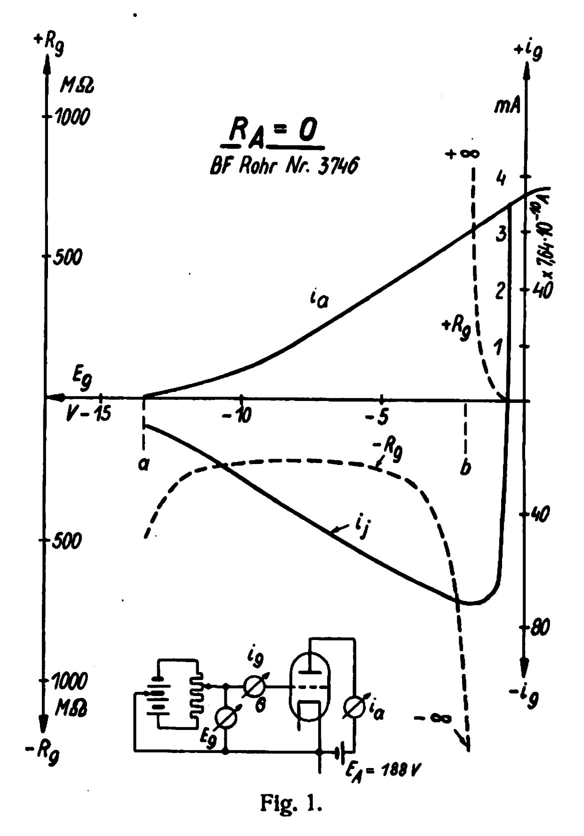


Fig. 1.

der geringste mögliche Wert des negativen Gitterwiderstandes, insofern als dadurch der absolute Wert des Widerstandes des Gitterkreises zwischen Gitter und Faden bestimmt sein kann[2]). Solche minimalen Werte $R_{g\,\min}$ liegen vor an den Wendepunkten der Gitterstromkurve, die maximalen an den Stellen, an denen die Tangente an die Gitterkennlinie parallel zur Abszissenachse verläuft.

Da der Ionenstrom proportional dem Anodenstrom ist, ergibt sich[3]), konstante Anodenspannung vorausgesetzt, daß der Gitterwiderstand umgekehrt proportional der Steilheit des Anodenstromes ist.

$$i_j = -i_g = C i_a \text{ für } V_A = \text{konst.}$$

$$R_g = \frac{d\,E_g}{d\,i_g} = -\frac{1}{C}\frac{d\,E_g}{d\,i_a}$$

$$R_g = -K \cdot \frac{1}{S}$$

wobei unter S die Steilheit der Arbeitskennlinie verstanden sei. Es sind daher in dem Bereiche, in welchem diese Pro-

[1]) Rukop, Telefunken Ztg. 1920, Nr. 19; Barkhausen, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 18, S. 402 u. f., 1921; Simon, Zeitschr. f. techn. Phys. 6, S. 221, 1924.

[2]) Vorausgesetzt sei, daß die dem Gitter aufgedrückten Wechselspannungen so klein sind, daß der Gitterwiderstand praktisch als konstant anzusehen ist; andernfalls können infolge des veränderlichen Gitterwiderstandes außerdem nichtlineare Verzerrungen auftreten.

[3]) S. auch Barkhausen l. c.

portionalität zwischen Ionen- und Anodenstrom besteht, und das ist der praktisch wichtige, für die Größe des Gitterwiderstands alle diejenigen Einflüsse von Bedeutung, die die Steilheit des Anodenstromes angehen, z. B. die Größe des inneren Rohrwiderstandes R_i für verschiedene Rohrtypen auf gleichen Durchgriff bezogen. Rohre mit großem inneren Widerstande können bei nicht vollkommenem Vakuum an sich größere Gitterrohrwiderstände besitzen als Röhren mit kleinem inneren Widerstand.

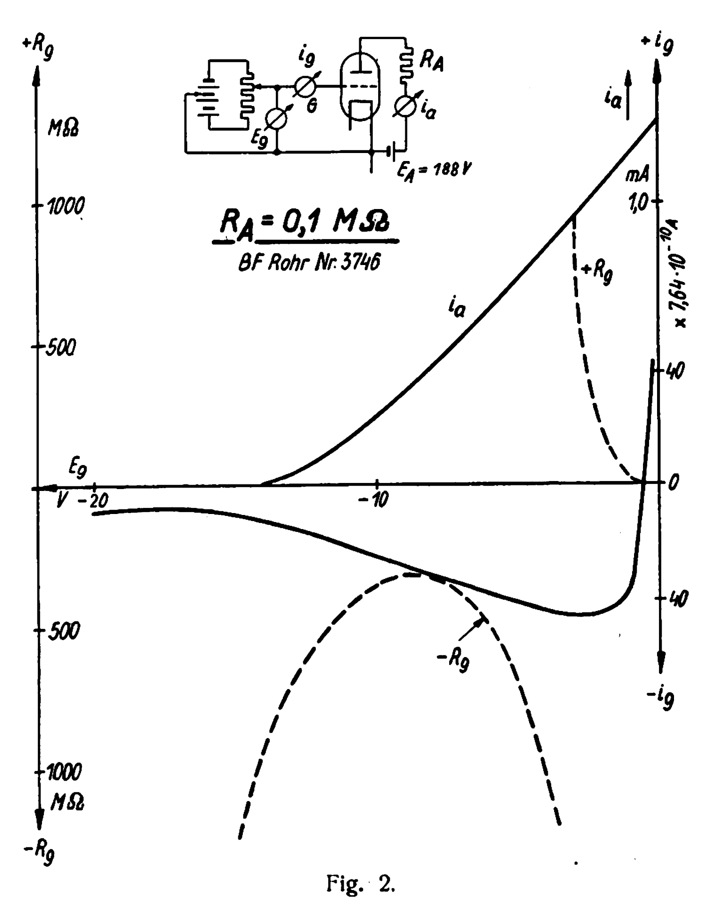


Fig. 2.

Wie schon Barkhausen (l. c.) näher angegeben hat, ist die Größe des im Anodenkreis liegenden Wechselwiderstandes von Einfluß auf den Wert des Gitterwiderstandes insofern, als ersterer die Steilheit der Arbeitskennlinie bestimmt. Diese ist für den äußeren Widerstand R_A die im Verhältnis $\frac{R_i}{|R_i + R_A|}$ reduzierte Steilheit der Charakteristik ($R_A = 0$), konstanten inneren Widerstand des Rohres vorausgesetzt. Auch die Phase des äußeren Widerstandes beeinflußt diejenige des negativen Widerstandes, welcher bei komplexem Widerstand R_A nicht mehr reell bleibt. Gleichzeitig wird aber auch eine Einwirkung seitens der ionisierenden Spannung an der Anode

$$V_A = E_A - i_a \cdot R_A,$$

welche dann nicht mehr konstant ist, auf den Verlauf des Ionenstromes und damit die Größe des Gitterwiderstandes möglich. Im allgemeinen nimmt die Ionisation auch mit höherer Ionisierungsspannung zu. Da dieser Einfluß hier vorerst nicht näher bekannt ist, wurden von einer rechnerischen Darstellung abgesehen und die Verhältnisse in der vorliegenden Untersuchung rein experimentell untersucht.

In den Anodenkreis des Rohres, dessen Charakteristik in Fig. 1 dargestellt ist, wurden ohmsche Widerstände eingeschaltet, die immer größer gewählt wurden, und Anoden- und Gitterstrom aufgenommen. Fig. 2, 3, 4 und 5 zeigen Gitterkennlinien sowie Kurven der daraus berechneten Gitterwiderstände für Widerstände R_A im Anodenkreise von der Größe 0,1, 0,42, 0,82 und 2,5 Megohm.

Es sei nur der hier interessierende Bereich negativer Gitterwiderstände betrachtet. Die Kurven zeigen deutlich, daß mit wachsendem ohmschen Widerstande R_A das Minimum des negativen Gitterwiderstandes immer höheren Werten zustrebt, und daß im allgemeinen für einen größeren Gitterspannungsbereich höhere Gitterwiderstände vorhanden sind. Ein Optimum von $R_{g\,min}$ liegt etwa bei $R_A = 0{,}82$ Megohm. Für größere Anodenwiderstände wechselt der Gitterwiderstand das Vorzeichen, er wird positiv und der absoluten Größe nach wieder kleiner, sinkt jedoch mit noch größerem R_A nicht unter einen Wert, der durch die Isolationsverhältnisse im Rohre bestimmt ist. In Fig. 6 sind die erzielten Werte des Gitterwiderstandes in Abhängigkeit von R_A für konstante Gitterspannung aufgetragen. Die Tatsache, daß der vorher negative Widerstand in einen positiven übergeführt werden kann, zeigt an, daß der Ionenstrom praktisch unterdrückt ist, damit z. B. auch die auf seinem Vorhandensein beruhende Pfeifneigung. Offenbar gibt es eine bestimmte Größe des Produktes $_a \cdot V_A$, bei welchem der Ionenstrom praktisch verschwindet.

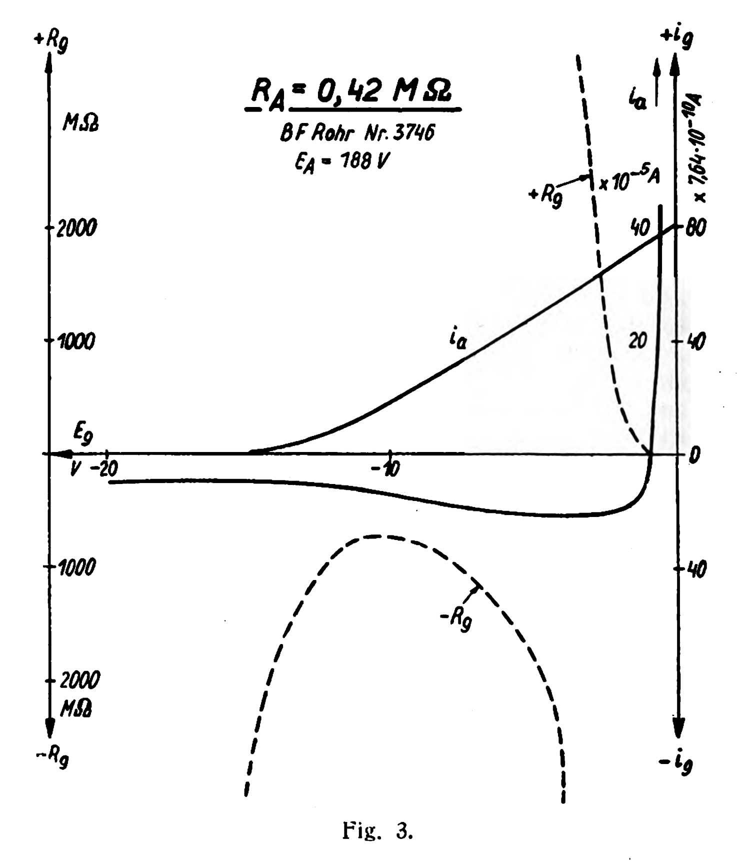


Fig. 3.

An den Fig. 1—5 ist auffällig, daß der Ionenstrom an der Stelle $i_a = 0$ nicht auch, wie zu erwarten wäre, Null ist. Dies erklärt sich daraus, daß bei den Messungen gleichzeitig die Isolationsströme im Rohrinneren mit zur Geltung kommen, und zwar der Strecken-Gitter-Faden und Anode-Gitter unter dem Einfluß der daran liegenden Spannungen. Diese Isolationsströme durchfließen das Galvanometer in derselben Richtung wie der Ionenstrom. In den ermittelten Gitterwiderständen und einer Angabe über den Vakuumfaktor ist daher der Einfluß des Isolationswiderstandes des Rohres zwischen Gitter und Faden mit enthalten. Der

Isolationswiderstand der Strecken Gitter—Faden und Anode —Gitter wurde durch besondere Messungen für das kalte Rohr zu 43 000 Megohm, für das warme zu 23 000 Megohm bestimmt. Für den Wert $R_A = 0{,}82$ Megohm sind die erzielten Gitterwiderstände deshalb zu hoch, weil hier der positive Isolationswiderstand und der negative Gitterwiderstand des Rohres in die gleiche Größenordnung fallen, entsprechend dem über eine Parallelschaltung von positiven und negativen Widerständen erwähnten. An sich läßt sich der Gitterwiderstand von Röhren mit Ionenstrom, so paradox es klingt, also auch durch Herabsetzen des positiven Eigenwiderstandes des Rohres, z. B. künstliche Verringerung des Isolationswiderstandes zwischen Gitter und Faden auf den Wert $\pm \infty$ oder geeignete positive Werte bringen.

Ermittelt man aus den Gitterkennlinien der Fig. 2 und 3 nach Abzug des Isolationsstromes den Wert $C = \frac{i_j}{i_a}$ in Abhängigkeit von der an der Anode liegenden Spannung $V_A = E_A - i_a R_A$, so zeigt sich, daß dieses Verhältnis mit zunehmender Anodenspannung ansteigt. Dies bedeutet, daß der Gitterwiderstand nicht nur infolge der verringerten Steilheit des Anodenstromes, sondern außerdem infolge der abnehmenden Spannung an der Anode kleiner geworden ist.

Zusammenfassend ergibt sich, daß bei Röhren mit nicht vollkommenem Vakuum durch Einschalten hoher ohmscher Anodenwiderstände eine Erhöhung der wirksamen negativen und meist schwankenden Gitterwiderstände bewirkt wird. Die negativen Gitterwiderstände können dadurch sogar in positive übergeführt werden, wobei dann Ionenstrom und Pfeifneigung völlig unterdrückt sind. Diese Ergebnisse stehen in Uebereinstimmung mit den Barkhausenschen Angaben.

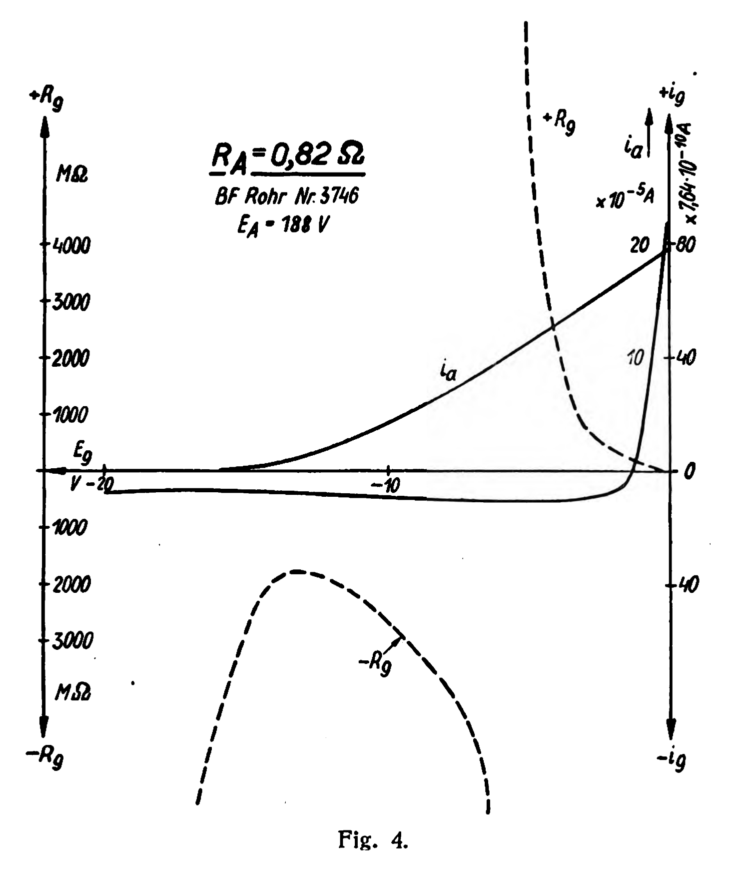


Fig. 4.

Das genannte Mittel verhält sich also in seiner Wirkung genau so, als ob das Rohr ein besseres Vakuum angenommen hätte. Man kann es verwenden, um Rohre in bezug auf ihre Vakuumverhältnisse zu stabilisieren.

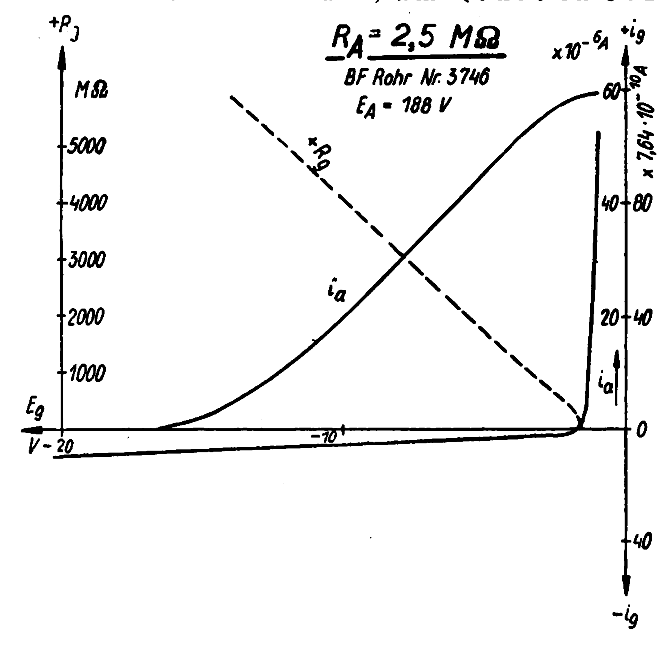


Fig. 5.

Die Ursachen für solche Wirkung liegen teils anodenseitig in der Reduzierung der Steilheit der Arbeitskennlinie, ferner der Verringerung der an der Anode liegenden Spannung, teils gitterseitig hier in dem Einfluß, den der parallelgeschaltete positive Isolationswiderstand des Rohres ausüben kann. Endlich schreibt sich ein Teil der Wirkung auch daher, daß mit höherem Widerstande R_A infolge der immer geringeren an der Anode verbleibenden Spannung der posi-

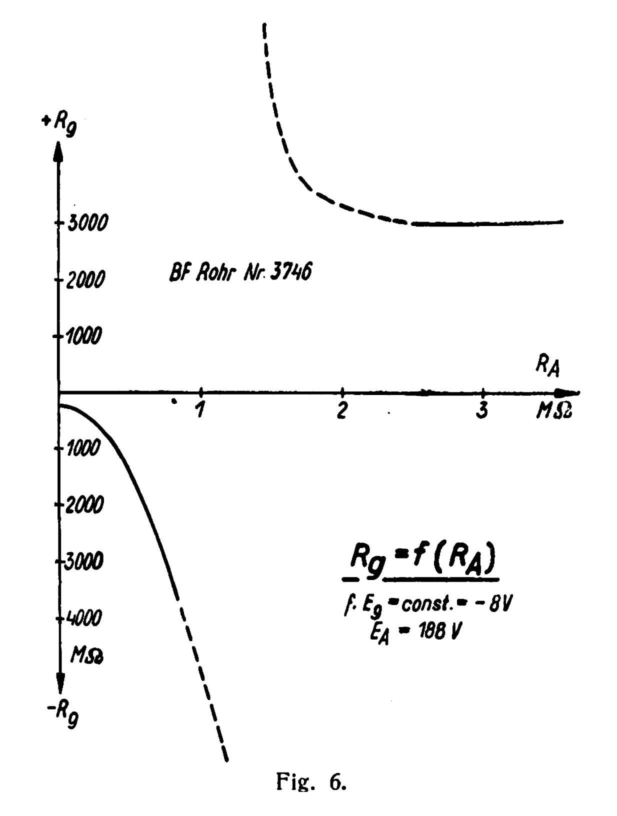


Fig. 6.

tive Gitterstrom schon bei negativeren Spannungen einsetzt, wie aus der Verschiebung der Punkte der Gitterspannung, in denen der Gitterstrom den Wert Null durchläuft, ersichtlich wird.

Die Tatsache, daß jeglicher Ionen-Gitterstrom auf diese Weise zum Verschwinden gebracht werden kann, ist außerdem u. U. günstig für die Vermeidung eines anderen Effektes, der auftritt, wenn sehr hohe ohmsche Widerstände in einem Gitterkreise mit Gitterstrom liegen. Hier können infolge Spannungsabfalls des Gitterstromes am Gitterwiderstand Verschiebungen des Arbeitspunktes eintreten, die u. U. beträchtlich sind und dazu führen können, daß die Verhältnisse labil werden und ein bestimmter Arbeitspunkt überhaupt nicht mehr einstellbar ist, wie Barkhausen l. c. ausführlich gezeigt hat.

Im allgemeinen ist die Forderung, daß ein Rohr sehr hohe und konstante Gitterwiderstände aufweisen soll, seltener. Ein praktischer Fall dieser Art lag jedoch vor für einen Niederfrequenz-Kondensatormikrophonkreis, dessen Schaltung Fig. 7 zeigt. Hier konnte mit Erfolg durch die Anwendung hoher Ohmscher Anodenwiderstände ein günstiger Einfluß auf den Gitterrohrwiderstand selbst bei Rohren mit geringerer Vakuumziffer als des untersuchten erzielt werden.

$\mathfrak{R}_g$ ist ein hoher ohmscher Widerstand, welcher der Zuführung der Gittervorspannung für das erste Rohr eines Widerstandsverstärkers dient, und der in bezug auf günstigste Wirkung des Kondensatormikrophons *CM* möglichst hoch zu dimensionieren ist.

Das Kondensatormikrophon verhält sich wie ein kapazitiver Generator bestimmter EMK mit dem inneren Widerstand $R_i = \frac{1}{\omega C}$ (C = Mikrophonkapazität), der auf einen äußeren Widerstand R arbeitet. Es ist daher einmal in bezug auf die vom Kondensatormikrophon an das Gitter des ersten Verstärkerrohres gelieferte Spannung vorteilhaft, einen äußeren Widerstand zu haben, der möglichst groß gegen den inneren Widerstand des Generators $R_i = \frac{1}{\omega C}$ ist, selbst bei den tiefsten Frequenzen. Dies ist bei 100 Hertz und einer Mikrophonkapazität von beispielsweise 200 cm schon nicht mehr leicht zu verwirklichen. Anderseits ist ein hoher äußerer Widerstand R auch in bezug auf einen gleichmäßigen Frequenzgang des Kondensatormikrophons

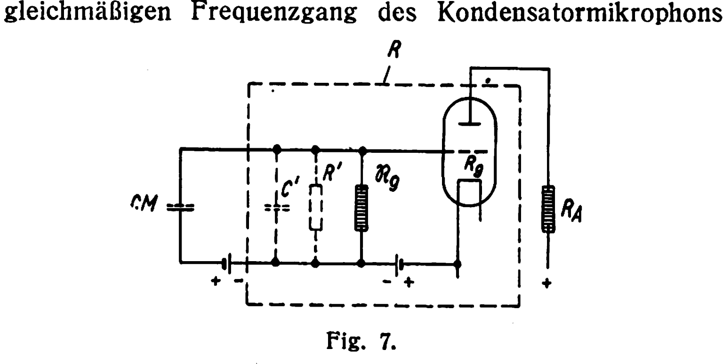


Fig. 7.

günstig, denn für $R = \infty$ arbeitet das Kondensatormikrophon frequenzunabhängig, konstante EMK vorausgesetzt. Das gleiche ist der Fall, wenn das Kondensatormikrophon auf einen kapazitiven Scheinwiderstand am Gitter des ersten Verstärkerrohres arbeitet, den man dabei, damit man möglichst hohe Spannungen erzielt, an sich recht groß macht. Der letzte Fall läßt sich praktisch verwirklichen, wenn man das Kondensatormikrophon nur mit der Kapazität der Schaltung, in die auch die dynamische Rohrkapazität eingeht, belastet, wobei dann die parallel liegenden ohmschen Widerstände möglichst hoch gegen den Scheinwiderstand dieser Schaltungskapazität sein müssen. Diese Widerstände sind der ohmsche Widerstand $\mathfrak{R}_g$ zur Zuführung der Gittervorspannung, der Isolationswiderstand der Schaltung R' und der Gitterwiderstand des Eingangsrohres R_g; R' liegt in der Größenordnung von 65000 Megohm. Die Größe des Gitterrohrwiderstandes ist entsprechend dem vorhandenen Vakuum mehr oder weniger unbestimmt. Es war daher wichtig, ihn zu kennen und möglichst hoch zu haben. Diese Forderung gab Anlaß zu obiger Untersuchung. Der ohmsche Widerstand im Gitterkreis $\mathfrak{R}_g$ wird zweckmäßig einen Wert von 50 bis 100 Megohm nicht übersteigen, schon mit Rücksicht darauf, für den praktischen Betrieb die Gitterempfindlichkeit des Verstärkers sowie die Zeitkonstante des Kondensatorkreises $C \cdot \mathfrak{R}_g$ nicht zu hoch zu treiben. Für den Anodenkreis dürfte dabei ein Widerstand von etwa der Größe $R_a = 1$ Megohm in den meisten Fällen genügen. Eine Verlagerung des Gitterruhepotentials infolge Ionenstromes ist dann bei Ohmschen Gitterwiderständen $\mathfrak{R}_g$ selbst obiger Größenordnung nicht zu befürchten.

Zusammenfassung.

Der Zustand des Vakuums eines Rohres ist von Bedeutung für den Gitterwiderstand, den das betreffende Rohr besitzt. Rohre mit schlechtem Vakuum zeigen meistens mit der Zeit schwankende und geringere Gitterwiderstände als solche mit gutem, sowie vielfach Pfeifneigung. Wie Barkhausen angegeben hat, wird der Wert des Gitterwiderstandes außerdem von der Größe des in der Anode liegenden Wechselwiderstandes beeinflußt. Der Gitterwiderstand ist nämlich unter bestimmten Voraussetzungen etwa umgekehrt proportional der Steilheit der Arbeitskennlinie.

In der vorliegenden Arbeit wurde rein experimentell ein Einfluß hoher ohmscher Widerstände im Anodenkreis auf den Gitterwiderstand von Verstärkerröhren (Wolframrohre, Type BF) untersucht. Es zeigt sich in Uebereinstimmung mit den Barkhausenschen Angaben, daß sich die wirksamen Gitterwiderstände durch die hohen Anodenwiderstände beträchtlich heraufsetzen lassen. Die hohen ohmschen Widerstände wirken so, als ob das Rohr ein besseres Vakuum angenommen hätte. Dieser Tatsache kommt eine gewisse praktische Bedeutung insofern zu, als es für spezielle Zwecke, bei denen sehr hohe Gitterrohrwiderstände verlangt werden, wünschenswert sein kann, auch Rohre mit nicht extrem gutem Vakuum zu verwenden. Ein praktischer Fall, bei dem dieser Kunstgriff Anwendung fand, wird angegeben.

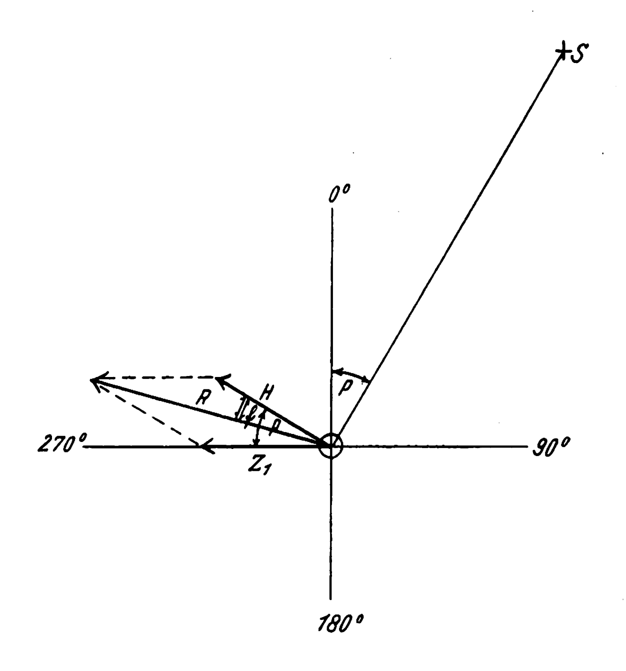
(Eingegangen am 26. Dezember 1927.)

Eine neue Methode zur experimentellen Aufnahme der Richtkennlinie einer Antenne.

Von F. A. Fischer, Kiel.

Zur experimentellen Bestimmung der Richtkennlinie einer Antenne gibt es bisher zwei Methoden: entweder man umfährt die Antenne mit einem Sender und mißt die Empfangsenergie, oder man erregt die Antenne und umfährt sie mit einem Empfänger, der die ausgestrahlte Energie mißt. Beide Methoden haben bei der praktischen Ausführung folgenden Nachteil: es ist nur in seltenen Fällen die Antenne in hinreichend großem Abstand von gleichmäßigem Gelände umgeben. Es tritt also in die Messung die Geländeabsorption als unbekannter Faktor ein. Aber auch in den Fällen, wo das Meßgelände gleichmäßige Bodenbeschaffenheit zeigt, wird es praktisch meist nicht möglich sein, den Sender bzw. den Empfänger in hinreichend großem Abstande von der Antenne um diese im Kreise herumzuführen. Eine rechnerische Reduktion der Meßergebnisse auf gleichen Abstand macht aber eine zusätzliche Bestimmung des Abnahmegesetzes notwendig.

Im folgenden wird eine neue Methode angegeben, der dieser Nachteil nicht anhaftet, da die Intensität aus dem Meßergebnis herausfällt. Sie besteht darin, daß man die zu messende Antenne (X) mit einem Sender in hinreichend großem, aber sonst beliebigen Abstand umfährt und in der Nähe von X mit einem Peiler die durch das Rückstrahlfeld von X verursachte scheinbare Richtungsänderung des Funkstrahls ausmißt. Aus dieser Fehlweisung kann, wie im folgenden näher gezeigt werden soll, in einfacher Weise die Richtcharakteristik von X berechnet werden.



Sei O in Fig. 1 der in unmittelbarer Nähe (im Induktionsfeld) von X gewählte Aufstellungsort des Peilers. S sei der Sender. Arbeitet man mit einem Rahmenpeiler mit hinreichend kleinem Antenneneffekt, so kommt nur die Verzerrung des magnetischen Feldes in Betracht, die des elektrischen ist gleichgültig. Der magnetische Vektor der vom Sender ankommenden Welle sei $H = H_0 \sin \omega t$. Der magnetische Vektor des von X zurückgestrahlten Feldes sei $Z = Z_0 \sin (\omega t + \varphi)$. Da im Induktionsfeld der Antenne gearbeitet wird, steht die Richtung von Z im Raum fest, denn in einem Abstand von X, der klein zur Wellenlänge ist, bildet Z allein kein Drehfeld. Z zerfällt zeitlich in zwei Komponenten, $Z_1 = Z_0 \cos \varphi \sin \omega t$, die mit der ankommenden Welle in Phase ist, und $Z_2 = Z_0 \sin \varphi \cos \omega t$, die 90° gegen die ankommende Welle in Phase verschoben ist. Man gibt dem zu untersuchenden Antennengebilde zweckmäßigerweise eine solche Verstimmung, daß

$$Z_1 \ll Z_2 \tag{1}$$

wird. (Eine Hochantenne wird man also z. B. auf die Peilwelle abstimmen, eine Schleife dagegen verstimmen.) Dann wird X nur eine scheinbare Richtungsänderung verursachen. Da Z_2 keine Richtungsänderung, sondern Hilfsantennenbedarf erzeugt[1]), so wird man beim Rahmenpeiler mit Hilfsantenne stets am Bedarf an Hilfsantennenkopplung feststellen können, ob die obige Bedingung (1) erfüllt ist. Die Hilfsantenne ist so zu ziehen, daß sie mit X nicht gekoppelt ist.[2]) Die entsprechende Lage bestimmt man leicht dadurch, daß man X erregt, den Rahmen ins Minimum stellt, die Hilfsantene abstimmt und dann räumlich so legt, daß der Empfang ein Minimum wird.

Der Rahmen stellt sich nun in Richtung des aus Z_1 und H resultierenden Feldes R ein. f ist die durch X hervorgerufene Fehlweisung, die durch Vergleich der vom Funkpeiler gemessenen Seitenpeilung $q = p - f$ mit der optisch oder nach der Karte bestimmten wahren Peilung p ermittelt wird. Durch den Rahmenort werde ein Polarkoordinatensystem gelegt, und zwar zweckmäßigerweise (zur Vereinfachung der Rechnung) so, daß Z_1 in der 270°-Richtung liegt. Die Richtung von Z_1 allein wird leicht durch Erregen von X (bei abgeschaltetem S) ermittelt.

Z_0 ist der Richtungskennlinie $\Phi(p)$ von X proportional. Wir setzen

$$Z_0 = k \cdot \Phi(p),$$

wo k eine Proportionalitätskonstante ist.

Es ist also

$$Z_1 = k \cdot \Phi(p) \cos \varphi \sin \omega t$$
$$= k \frac{H}{H_0} \Phi(p) \cos \varphi = k' H \Phi(p).$$

Die Resultierende R aus H und Z_1 zerfällt in zwei Komponenten, eine in der 0°-Richtung

$$V = R \sin (p - f) = H \sin p$$

und eine in der 270°-Richtung

$$U = R \cos (p - f) = H \cos p + Z_1$$

oder

$$U = R \cos (p - f) = H \cos p + k' H \Phi(p).$$

Nun ist

$$R \cos f = U \cos p + V \sin p$$
$$R \sin f = U \sin p - V \cos p$$

[1]) Siehe F. A. Fischer „Über das Peilen von Drehfeldern mit Rahmen und Hilfsantenne". Jahrb. d. drahtl. Tel. 30, 23, 1927, Heft 1.

[2]) loc. cit.



oder, die obigen Werte eingesetzt,

$$\frac{R}{H}\cos f = \cos^2 p + k' \cos p\ \Phi(p) + \sin^2 p$$

$$\frac{R}{H}\sin f = \cos p \sin p + k' \sin p\ \Phi(p) - \sin p \cos p$$

also

$$\operatorname{tg} f = \frac{k' \sin p\ \Phi(p)}{1 + k'\ \Phi(p) \cos p}$$

oder schließlich nach $\Phi(p)$ aufgelöst

$$\boxed{\Phi(p) = \frac{1}{k'}\ \frac{\operatorname{tg} f}{\sin p - \operatorname{tg} f \cos p}} \qquad (2)$$

Dies ist die allgemeine Beziehung zwischen Funkfehlweisung und Richtkennlinie.

Praktisch arbeitet man am bequemsten mit einem maximalen f von etwa 12°.

Als praktische Erprobung dieser Methode können die Versuche zur Kompensierung der Funkbeschickung angesehen werden.[3])

Die Messungen der durch eine Hochantenne hervorgerufenen Funkfehlweisung ergaben einen Verlauf nach der Formel

$$\sin f = k' \sin(p - f)$$

oder

$$\operatorname{tg} f = \frac{k' \sin p}{1 + k' \cos p}$$

Setzt man diesen Wert in Formel (2) ein, so ergibt sich $\Phi(p) = 1$ die Richtkennlinie der Vertikaldrahtantenne.

Die experimentell aufgenommene Funkbeschickung einer Schleife ließ sich mit großer Genauigkeit durch die Formel

$$\operatorname{tg} f = \frac{\mathfrak{D} \sin 2(p - f)}{1 - \mathfrak{D} \cos 2(p - f)}$$

oder

$$\operatorname{tg} f = \frac{\mathfrak{D} \sin 2p}{1 + \mathfrak{D} \cos 2p}$$

darstellen, wobei

$$\mathfrak{D} = \frac{k'}{2 + k'}$$

ist.

Dies gibt in (2) eingesetzt

$$\Phi(p) = \cos p$$

die Richtkennlinie der Schleife.

Zusammenfassung.

Die Richtkennlinie einer Antenne läßt sich leicht dadurch ermitteln, daß man die von ihrem Rückstrahlfeld hervorgerufene Funkstrahlablenkung in Abhängigkeit von der Ankunftsrichtung des Funkstrahls aufnimmt. Diese Methode hat den Vorteil, unabhängig von der Intensität zu sein.

(Eingegangen am 29. Januar 1928.)

[3]) Siehe E. T. Z. 46, S. 1901, 1925, Heft 51; 47, S. 1475, 1926, Heft 50 und 48, S. 396, 1927, Heft 12.

Zusammenfassender Bericht.
Über die Kompensation der schädlichen Kapazitäten und ihrer Rückwirkungen bei Elektronenröhren

Von **Manfred von Ardenne** und **Wolfgang Stoff**, Berlin.

Inhaltsübersicht.

I. Teil.

A. Einleitung.
B. Das Wesen der Rückwirkungen.
C. Die Kompensation der Rückwirkungen.
1. Röhrenanordnungen mit scharf abgestimmten Kopplungsgliedern.
   a) Beseitigung der Schwingneigung durch vollständige Neutralisation.
   b) Neutralisationsschaltungen mit Dämpfungsverminderung.
   c) Kombinierte Anordnungen.

Zusammenfassung des I. Teiles.

II. Teil.

2. Röhrenanordnungen mit aperiodischen Kopplungsgliedern.
   a) Kompensation bei zwei hintereinander geschalteten Röhren.
   b) Kompensation bei Doppelgitterröhren.
   c) Kompensation bei Verstärkern in Gegentaktschaltung.

D. Praktischer Teil.
1. Niederfrequenz-Gegentaktverstärker.
2. Hochfrequenz-Gegentaktverstärker.

Zusammenfassung des II. Teiles.

A. Einleitung.

Bei allen Kaskadenverstärkern sind die Kapazitäten zwischen den Elektroden der eingeschalteten Elektronenröhren und den angeschlossenen Leitungsteilen von schädlichem Einfluß. Dieser Einfluß wird noch vergrößert durch die als Anodenrückwirkung bekannte Erscheinung, die eine zusätzliche Belastung des Gitterkreises bewirkt. Die Art dieser Belastung ist von der Anodenwechselspannung, also von den Phasenverhältnissen im Anodenkreis abhängig; man kann sie immer als Kapazität mit Verlustwinkel, d. h. mit Ableitung bzw. Nebenschluß auffassen. Die hier auftretende Wirkkomponente ist entweder positiv oder negativ; in dem einen Fall wirkt sie dämpfend, im anderen Falle entdämpfend im Gitterkreis[1]). Daneben ist auch noch die Rückwirkung des Gitterkreises auf den

[1]) Vgl. hierzu: H. Barkhausen: Elektronen-Röhren, 3. Auflage Bd. 1, S. 98, Leipzig 1926.
M. v. Ardenne und W. Stoff: Die Berechnung der Scheinkapazität bei Widerstandsverstärkern, ds. Jahrbuch 30, S. 88, 1927, Heft 3.

Anodenkreis, die als Gitterrückwirkung bezeichnet wird, zu berücksichtigen.

Bei den Schaltungen, die scharf abgestimmte Kopplungsglieder benutzen, ist die zusätzliche kapazitive Belastung im Gitterkreis kaum schädlich, da sie hier nur eine Abstimmungsänderung bewirkt; bei diesen Verstärkern führt jedoch die im Gitterkreis auftretende Wirkkomponente ohne besondere Vorsichtsmaßregeln fast immer zur Selbsterregung. Das Gleiche gilt naturgemäß auch für fremdgesteuerte Röhrensender, die bekanntlich als Hochfrequenzverstärker für große Leistungen anzusehen sind. Im Gegensatz hierzu hat die durch die schädlichen Kapazitäten bewirkte kapazitive Belastung des Gitterkreises bei Verstärkern mit aperiodischen Kopplungsgliedern eine Abnahme des

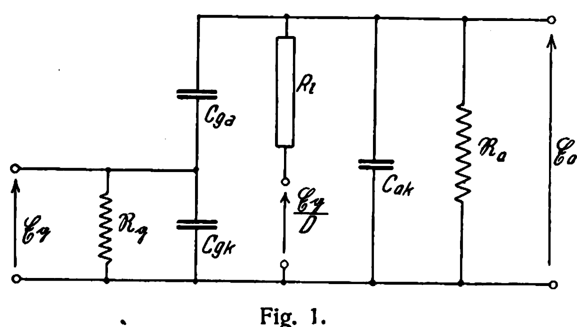


Fig. 1.

Verstärkungsgrades mit zunehmender Frequenz zur Folge. Bei Niederfrequenzverstärkern ist die hierdurch entstehende Frequenzabhängigkeit im oberen Hörbereich unerwünscht, und bei ihrer Dimensionierung muß ein Kompromiß zwischen größt möglicher Verstärkung und vollkommener Frequenzunabhängigkeit geschlossen werden. Bei aperiodischen Hochfrequenzverstärkern erhält man unter gewöhnlichen Verhältnissen infolge der kapazitativen Nebenschlüsse kaum eine wirksame Verstärkung kurzer Wellen.

Wie diese Ausführungen zeigen, wird durch die Röhrenkapazitäten und die Anodenrückwirkung eine vollständige Ausnutzung der Verstärkerwirkung der Röhre verhindert. Seit langem hat man daher danach gestrebt, den schädlichen Einfluß dieser Größen herabzusetzen oder ganz zu beseitigen. Es liegt nahe, die statischen Kapazitäten selbst, insbesondere die Gitter-Anoden-Kapazität, die für die Größe der Anodenrückwirkung maßgebend ist, so klein wie nur irgend möglich zu halten. Dies erreicht man einerseits durch möglichst sorgfältigen gedrängten Aufbau des ganzen Verstärkers; in dieser Entwicklungslinie liegen die Mehrfachröhren nach S. Loewe[2]), die mehrere Röhrenstufen mit den zugehörigen Kopplungselementen in einer Glashülle enthalten. Ein anderer Weg, die Gitter-Anode-Kapazität möglichst klein zu halten, besteht in der Einfügung eines Schutznetzes zwischen Gitter und Anode der Röhre nach Schottky und besondere Ausbildung dieses Schutzgitters nach Hull[3]). Bei diesen Anordnungen bleibt die Anodenrückwirkung bestehen; sie bewirkt auch hier, wenn auch in geringerem Maße, Selbsterregung bei Verstärkern mit scharf abgestimmten Kopplungsgliedern. Aus diesem Grunde sind Verfahren, die eine vollständige Aufhebung der Anodenrückwirkung ermöglichen, von außerordentlicher Bedeutung, um so mehr, als für gewöhnlich der Einfluß der statischen Kapazitäten gegenüber der zusätzlichen Gitterkreisbelastung zurücktritt.

B. Das Wesen der Rückwirkungen.

Bevor verschiedene Methoden zur Kompensation der Rückwirkungen auf ihre praktische Brauchbarkeit hin untersucht werden, soll zum besseren Verständnis noch einmal kurz auf das Wesen der Rückwirkungen eingegangen werden[4]). Fig. 1 zeigt das den Betrachtungen zugrunde gelegte Ersatzschema einer Röhrenstufe; hierbei wird die Röhre gemäß der bekannten Definition als Generator mit der EMK $\frac{\mathfrak{E}_g}{D}$ und dem inneren Widerstand R_i aufgefaßt. Die eingeschaltete Anodenbelastung wird durch $\mathfrak{R}_a$, die Gitterbelastung durch $\mathfrak{R}_g$ dargestellt. Die parallel zu den eingezeichneten Röhrenkapazitäten liegenden Isolationswiderstände[5]) sollen als genügend groß angenommen werden, so daß ihr Einfluß nicht berücksichtigt zu werden braucht. Für das Spannungsverhältnis $\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}$ kann folgende Beziehung abgeleitet werden:

$$\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g} = -\frac{1}{D} \frac{1 - j\omega C_{ga} \cdot D \cdot R_i}{1 + R_i\left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\omega C_{ak} + j\omega C_{ga}\right)} \tag{1}$$

Um die Phasenverhältnisse klar übersehen zu können, ist in Fig. 2 das Spannungsdiagramm, und zwar für eine kapazitive Belastung im Anodenkreis gezeichnet worden; dem Diagramm liegen die Beziehungen zugrunde:

$$\frac{\mathfrak{E}_g}{D} = \mathfrak{J}_a \cdot R_i + \mathfrak{J}_a \cdot \mathfrak{R}_A; \quad \mathfrak{E}_a = -\mathfrak{J}_a \cdot \mathfrak{R}_A$$

Wie das Diagramm zeigt, besteht zwischen $\mathfrak{E}_a$ und $\mathfrak{E}_g$ die Phasenverschiebung $(\varphi - \psi)$; das Verhältnis $\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}$ läßt sich dann in den reellen Teil $\left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \cos(\varphi - \psi)$ und den imaginären Teil $\left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \sin(\varphi - \psi)$ zerlegen. Nach dem Ersatzschema (Fig. 1) ergibt sich mit Hilfe dieser Zerlegung folgende Beziehung für die gesamte Gitterkreisbelastung:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_G} = \frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j\omega C_{gk} + j\omega C_{ga} - j\omega C_{ga}\left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \cos(\varphi - \psi) + \omega C_{ga}\left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \sin(\varphi - \psi) \tag{2}$$

Die schon mehrfach erwähnte, zusätzliche Kapazi-

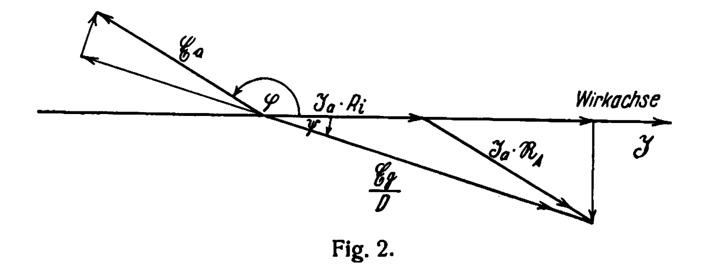


Fig. 2.

tät im Gitterkreis, die durch die Anodenrückwirkung bewirkt wird, hat nach Formel (2) die Größe:

$$C_{sch.} = -C_{ga}\left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \cos(\varphi - \psi) \tag{3}$$

[2]) S. Loewe und M. v. Ardenne: Zweisystemröhren für Hoch- und Niederfrequenzverstärkung, ds. Jahrbuch 27, S. 19, 1926.

[3]) W. Schottky: Arch. f. Elektrot. 8, S. 299—328, 1919. A. W. Hull u. N. H. Williams: Charakteristics of shieldedgrid pliotrons Phys. Rev., 27, S. 432, 1926; Ref. ds. Jahrbuch 28, 100, 1926.

[4]) Vgl. hierzu: M. v. Ardenne u. W. Stoff, l. c.

[5]) Der Einfluß des Isolationswiderstandes, insbesondere zwischen Gitter und Anode ist ausführlich von Hartshorn. Proc. of the Phys. Society Vol. 39, Part. 2. S. 108, 1927, untersucht worden.

Die statische Gitter-Anode-Kapazität ist immer dem Gitterkreis als parallel geschaltet zu betrachten; die Belastung des Gitterkreises durch diese Kapazität bleibt bestehen, auch wenn keine Anodenrückwirkung vorhanden ist, d. h. bei kurzgeschlossenem Anodenkreis und bei vollständiger Aufhebung der Anodenrückwirkung durch Kompensation bzw. Neutralisation. Die zusätzliche Wirkkomponente wird in Formel (2) durch den Ausdruck:

$$\frac{1}{R_{sch}} = \frac{\mathfrak{J}_{g2}}{\mathfrak{E}_g} = -j\,\omega C_{ga} \cdot j \left|\frac{\mathfrak{E}_a}{\mathfrak{E}_g}\right| \sin(\varphi - \psi) \tag{4}$$

dargestellt. Die Phase der infolge der Anodenrückwirkung auf das Gitter fließenden Stromteile ergibt sich aus dem Diagramm (Fig. 3); dieses ist aus dem Spannungsdiagramm (Fig. 2), das unter Annahme einer kapazitiven Anodenbelastung gezeichnet wurde, auf Grund folgender Beziehungen entstanden:

$$\mathfrak{J}_{g\,sch} = \mathfrak{J}_{g1} + \mathfrak{J}_{g2}$$
$$\mathfrak{J}_{g1} = -j\,\omega C_{ga} \cdot |\mathfrak{E}_a| \cos(\varphi - \psi)$$
$$\mathfrak{J}_{g2} = \omega C_{ga} \cdot |\mathfrak{E}_a| \sin(\varphi - \psi)$$

Bei einer induktiven Anodenbelastung von gleichem Betrage würden sich die gestrichelt gezeichneten Anteile ergeben, d. h. die Phase des Wirkanteils würde sich um 180° ändern; während vorher eine Dämpfung des Gitterkreises bewirkt wird, tritt in diesem Fall eine Entdämpfung ein. Aus den wiedergegebenen Beziehungen und dem Diagramm (Fig. 3) ergibt sich sofort, daß zur Beseitigung der Anodenrückwirkung weitere Stromzweige eingeschaltet werden müssen, die eine weitere zusätzliche Belastung des Gitterkreises bewirken; diese muß jedoch von entgegengesetzter Phase als die durch die Anodenrückwirkung hervorgerufene Belastung sein, so daß das Gitter stromlos bleibt.

Neben der ausführlich besprochenen Anodenrückwirkung besteht selbstverständlich auch eine Rückwirkung des Gitterkreises auf den Anodenkreis, die, wie schon erwähnt, als Gitterrückwirkung bezeichnet ist. Der Einfluß dieser Rückwirkung und der dadurch bewirkten zusätzlichen Belastung des Anodenkreises kann fast immer vernachlässigt werden; diese spielt nur in einigen Fällen bei sehr hohen Frequenzen eine Rolle. Für die Gitterrückwirkung lassen

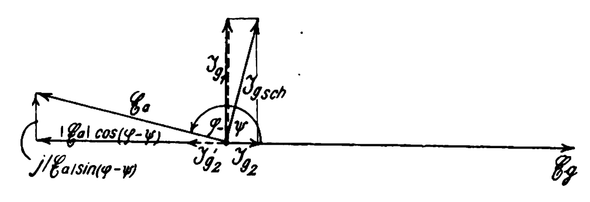


Fig. 3.

sich entsprechend den vorhergehenden Betrachtungen leicht ähnliche Formeln wie für die Anodenrückwirkung ableiten.

C. Die Kompensation der Rückwirkungen.

1. Röhrenanordnungen mit scharf abgestimmten Kopplungsgliedern.

a) Beseitigung der Schwingneigung durch vollständige Neutralisation.

Unter den zahlreichen Neutralisationsverfahren für Hochfrequenzverstärker mit scharf abgestimmten Kopplungsgliedern sollen nur die näher betrachtet werden, bei denen eine vollständige Beseitigung der Schwingneigung möglich ist, ohne daß die Verstärkereigenschaften der eingeschalteten Röhren herabgesetzt werden. Das Gegenteil trifft für Schaltungen zu, bei denen entweder durch Verändern der Betriebsspannungen Punkte geringerer Steilheit der Kennlinie eingestellt oder durch Gitterströme, eingeschaltete ohmsche Widerstände, angekoppelte Belastungskreise (nach Cockaday) oder Metallplatten zur Wirbelstrombildung eine solche Dämpfung der Kreise bewirkt wird, daß eine Selbsterregung nicht mehr stattfindet; auch die Schaltungen, bei denen parallel zur Gitter-Anodekapazität ein ohmscher Widerstand geschaltet worden ist, arbeiten infolge der Rückwirkungen über diesen

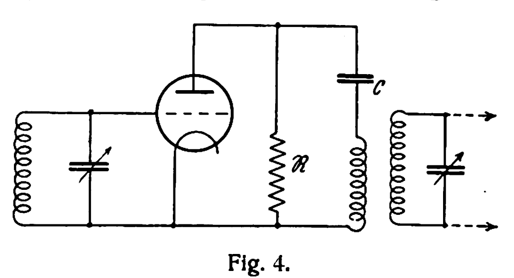


Fig. 4.

Widerstand mit künstlicher Dämpfung. In der Praxis werden auch mit diesen Schaltungen befriedigende Resultate erzielt. Dies ist jedoch nur möglich, wenn eine teilweise Entdämpfung der einzelnen Kreise stattfindet, und nicht wie bei den reinen Neutrodyneschaltungen die Schwingneigung vollständig beseitigt wird. Zu den mit künstlichen Dämpfungen arbeitenden Anordnungen gehört auch die in Amerika benutzte sogenannte Phasatrolschaltung. Der Grundgedanke dieser Schaltung, die in Fig. 4 dargestellt ist, besteht darin, den Anodenkreis durch Vorschalten eines Blockkondensators C vor das Kopplungsglied kapazitiv zu belasten, da, wie schon erwähnt, nur bei induktiver Belastung eine entdämpfende Komponente im Gitterkreis auftritt. Der fragliche Kondensator, der zur Beseitigung der Schwingneigung nicht zu groß gewählt werden darf, verursacht jedoch einen Spannungsverlust; daneben bewirkt der Widerstand $\mathfrak{R}$ (meist eine Drossel) zur Ableitung des Anodengleichstroms eine zusätzliche Dämpfung. Dasselbe Prinzip gelangt bei der Hochfrequenzverstärkerschaltung von Edward H. Loftin und S. Young White[6]) zur Anwendung; diese Schaltung ist insofern bemerkenswert, als bei ihr die sich mit der Frequenz ändernde induktive Ankopplung der nächsten Stufe durch eine außerdem vorhandene kapazitive Kopplung ausgeglichen und somit ein frequenzunabhängiger Kopplungsgrad geschaffen wird.

Die zuletzt beschriebene Schaltung läßt sich wesentlich verbessern, wenn, wie schon früher von W. Schäffer vorgeschlagen, durch Veränderlichmachen von C im Anodenkreis Spannungsresonanz eingestellt wird. Da der Anodenkreis dann für Wechselströme kurzgeschlossen ist, kann eine Anodenrückwirkung nicht mehr stattfinden; zur Erzielung einer hohen Verstärkung sind hier Röhren möglichst großer Steilheit bei kleinem Durchgriff erforderlich. Die auf das Gitter der nächsten Röhre zu übertragende Spannung kann entweder dem Kondensator oder der Spule entnommen werden, die dann entsprechend zu bemessen sind. Bei der praktischen Durchführung dieses Prinzips ergeben sich jedoch Schwierigkeiten, die auf die durch die Spulenkapazität bedingte Zweiwelligkeit zurückzuführen ist.

Wie sich aus den theoretischen Betrachtungen über die Rückwirkungen ergibt, kann die Schwingneigung ohne Herabsetzung der Verstärkung nur dadurch beseitigt werden, daß unter Zwischenschaltung besonderer Kapazitäten

[6]) Combined Electromagnetic ano Electrostatic coupling, Proc. Inst. Radio Eng. 14, Nr. 5. 1926; Ref. ds. Jahrbuch 29, S. 196, 1927.

den Röhrenelektroden von entsprechenden Punkten der Kopplungsglieder Wechselspannungen, die gegenüber der Anodenwechselspannung eine Phasenverschiebung von 180° besitzen, zugeführt werden.[7]) Obwohl man infolge von Verlusten bei den sogenannten Neutrodyne-Anordnungen im allgemeinen keine Phasenverschiebung von genau 180° erzielen kann, arbeiten diese trotzdem einwandfrei, da es nur darauf ankommt, zur Vermeidung der Selbsterregung den Einfluß der Wirkkomponente nach Formel (4) im Gitterkreis aufzuheben. Die durch die Anodenrückwirkung bewirkte zusätzliche Kapazität wird in diesem Fall nur zum Teil kompensiert; dies schadet, wie schon erwähnt, nichts, da bei Verstärkern mit scharf abgestimmten Kopplungsgliedern zusätzliche kapazitive Belastungen im Gitterkreis nur die Abstimmung ändern. Allerdings ist infolgedessen die Neutralisation nicht mehr völlig frequenzunabhängig, so daß meist mit einer größeren Aenderung der Wellenlänge der eingeschaltete Neutralisations-Kondensator nachgestellt werden muß. Das prinzipielle Schema der bekannten Neutrodyne-Anordnung von Hazeltine[8]) zeigt Fig. 5. Bei dieser und den weiter unten besprochenen Schaltungen soll immer nur eine Stufe des Verstärkers untersucht werden; die sich ergebenden Folgerungen lassen sich dann ohne weiteres auf Verstärker mit mehreren

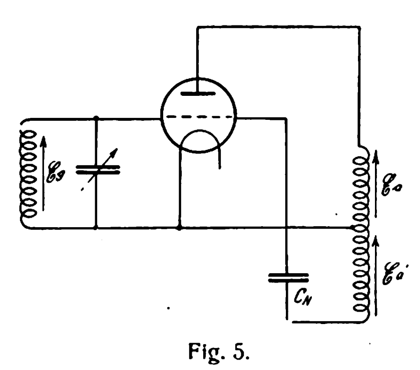


Fig. 5.

Stufen übertragen. Die Schaltung nach Fig. 5 ist dadurch gekennzeichnet, daß an den Anodenkreis eine Induktivität angekoppelt wird, die einerseits mit der Kathode, andererseits über einen Kondensator C_N mit dem Gitter der Röhre verbunden ist. Die über den Kondensator C_N an das Gitter gelangende Spannung hat eine nahezu entgegengesetzte Phase gegenüber der Anodenwechselspannung; werden die beiden miteinander gekoppelten Selbstinduktionen einerseits und die Kapazität C_N und die statische Gitter-Anode-Kapazität andererseits gleich groß gemacht, so findet eine vollständige Aufhebung der Anodenrückwirkung statt. Die Beziehung für den Strom im Gitterkreis hat folgendes Aussehen:

$$\mathfrak{J}_g = \mathfrak{E}_g \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j\omega\, C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega\, C_{ga} - \mathfrak{E}_a \cdot j\,\omega\, C_{ga} + \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega\, C_N + \mathfrak{E}'_a \cdot j\,\omega C_N \qquad (5)$$

wählt man, wie oben erwähnt, $\mathfrak{E}'_a \cdot C_N = \mathfrak{E}_a \cdot C_{ga}$; so ergibt sich:

$$\mathfrak{J}_g = \mathfrak{E}_g \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j\,\omega\, C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega (C_{ga} + C_N) \qquad (5a)$$

Aus der Formel ergibt sich, daß man auch dann eine vollständige Aufhebung der Anodenrückwirkung erhält, wenn man nur einen Teil der Anodenspannung zur Neutralisation benutzt und den eingeschalteten Kondensator C_N entsprechend größer wählt. In der Praxis wird diese Anordnung meist gewählt, da in diesem Falle die Einstellung der Neutralisationskondensatoren leichter wird und die Kapazität der Zuleitungen nicht so sehr ins Gewicht fällt. Wie schon erwähnt, bewirkt auch bei vollständiger Kompensation die Gitter-Anode-Kapazität und die hinzugeschaltete Kompensationskapazität eine Belastung des Gitterkreises. Aus diesem Grunde empfiehlt es sich, den Kondensator C_N nicht größer als etwa 30 cm zu wählen, um die Anfangskapazität nicht zu sehr zu vergrößern.

Zum Schluß muß bei der Schaltung nach Fig. 5 noch der Einfluß untersucht werden, den die Einschaltung des Neutralisationszweiges auf die Gitterrückwirkung hat. Die Formel für den gesamten Anodenstromkreis hat folgendes Aussehen:

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_a \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\,\omega\, C_{ak}\right) + \mathfrak{E}_a \cdot j\,\omega\, C_{ga} - \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega C_{ga} + \frac{\mathfrak{E}'_a}{\mathfrak{E}_a} \cdot \mathfrak{E}'_a \cdot j\omega C_N + \frac{\mathfrak{E}'_a}{\mathfrak{E}_a} \cdot \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega\, C_N \qquad (6)$$

ist wieder: $\mathfrak{E}'_a \cdot C_N = \mathfrak{E}_a\, C_{ga}$ so ergibt sich:

$$\mathfrak{J}_a = \mathfrak{E}_a \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\,\omega\, C_{ak}\right) + \mathfrak{E}_a \cdot j\omega C_{ga} \left(1 + \frac{\mathfrak{E}'_a}{\mathfrak{E}_a}\right) \qquad (6a)$$

Im Anodenkreis wird demnach die Belastung durch die statische Gitter-Anode-Kapazität vergrößert; es ergibt sich die interessante Tatsache, daß bei der Kompensation eine Vergrößerung der Neutralisationskapazität C_N und entsprechende Verkleinerung der Gegenspannung $\mathfrak{E}'_a$ die statische Anodenbelastung verringert. Außerdem zeigt sich, daß bei der Neutrodyne-Schaltung nach Hazeltine neben der Anodenrückwirkung gleichzeitig die Gitterrückwirkung aufgehoben wird. Hierbei ist jedoch zu erwähnen, daß die Gitterrückwirkung an und für sich wegen ihres kleinen Wertes zu vernachlässigen ist.

Eine große Anzahl von Neutralisationsschaltungen läßt sich auf die prinzipielle Anordnung von Hazeltine, wie sie oben besprochen wurde, zurückführen. Alle diese Schaltungen unterscheiden sich nur durch die Art der Kopplung von Anodenkreis, Neutralisationskreis und abgestimmtem Gitterkreis der nächsten Röhre. Hier bestehen folgende Möglichkeiten:

1. Diese drei miteinander gekoppelten Kreise sind getrennt ausgeführt.
2. Wie vorher, aber der Gitterkreis ist gleichzeitig Neutralisationskreis.
3. Wie Schaltung 1, der Gitterkreis ist gleichzeitig Anodenkreis.
4. Wie Schaltung 1, der Anoden- und Neutralisationskreis bilden eine im neutralen Punkt angezapfte Spulenanordnung.
5. Wie Schaltung 4, jedoch der Gitterkreis ist gleichzeitig Anodenkreis.

Besonderes Interesse bietet die auch hierher gehörende Neutralisationsschaltung von Barber. Bei dieser wird kein Neutralisationskondensator eingeschaltet, sondern die Gitter-Kathode-Kapazität, die meist etwa gleich der Gitter-Anode-Kapazität ist, zur Neutralisation benutzt. Bei dieser Schaltung, die in Fig. 6 dargestellt ist, erhält man eine Reguliermöglichkeit, wenn mit der Kapazität C_{gk} ein veränderlicher Kondensator in Reihe geschaltet wird. Eine ähnliche Schaltung (die sogenannte Isodynschaltung) entsteht, wenn das Raumladegitter einer Zweigitterröhre an

[7]) Telefunken K. Patent 298 464, 1915.
Vgl. auch: N. v. Korshenewsky u. M. Wien: Entkopplung elektrischer Systeme, ds. Jahrbuch 19, S. 356, 1922.

[8]) L. A. Hazeltine: V. S. Patents Nr. 1489228 und 1533858, 1918; „Proceedings of the Radio Club of America", Vol. 2, Nr. 8 March 1923.

die Stelle der Kathode in der vorigen Schaltung tritt; hierbei braucht jedoch das Raumladegitter keine Gleichspannung zu erhalten. Die Verhältnisse, die sich ergeben, wenn auch das Raumladegitter zur Verstärkung benutzt wird, sollen bei der aperiodischen Hochfrequenzverstärkung näher untersucht werden. Weiterhin ist noch die Brückenschaltung von Scott-Taggert zu erwähnen, bei der eine Differentialregulierung durch Einschaltung eines besonderen Kondensators stattfindet. Durch diesen wird die

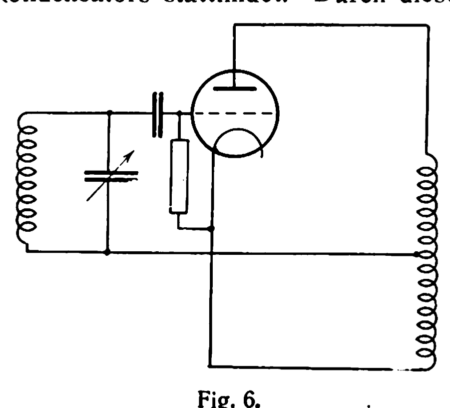


Fig. 6.

Gitter-Anode-Kapazität vergrößert, wenn die Kompensationskapazität verkleinert wird und umgekehrt.

b) Neutralisationsschaltungen mit Dämpfungsverminderung.

Bei allen Anordnungen, die im vorigen Abschnitt besprochen wurden, ist bei vollständiger Neutralisation weder eine Schwingneigung noch eine Dämpfungsreduktion vorhanden. Zur Erzielung einer größeren Empfindlichkeit in den einzelnen Hochfrequenzverstärkerstufen ist deshalb besonders bei selbstgebauten Geräten das Bestreben vorhanden, durch Entdämpfung der abgestimmten Kreise die Verstärkung in den einzelnen Stufen zu erhöhen. Bei den oben erwähnten Schaltungen ist dies durch Verkleinern bzw. Vergrößern des Neutralisationskondensators möglich. Diese Methode hat jedoch den Nachteil, daß bei ihr eine Verstimmung des Anodenkreises gegen den Gitterkreis notwendig wird. Unter den Schaltungen, bei denen eine solche Verstimmung nicht erforderlich ist, befinden sich einmal die schon am Anfang des vorigen Teils erwähnten Anordnungen, bei denen auf irgend eine Weise die Verstärkerwirkung der Röhre herabgesetzt wird, und die Schaltungen, bei denen das Prinzip der sogenannten kapazitiven Rückkopplung zur Anwendung gelangt.

Im Gegensatz zu der Neutrodyneschaltung nach Fig. 5 sind die Schaltungen mit kapazitiver Rückkopplung dadurch gekennzeichnet, daß nicht ein geteilter Anoden-, sondern ein geteilter Gitterkreis vorhanden ist. Das prinzipielle Schema einer solchen Anordnung, wie sie z. B. von G. Leithäuser[9]) angegeben wurde, ist in Fig. 7 dargestellt worden. Zur Erläuterung der Wirkungsweise der Schaltung sollen wieder die im Gitter- und Anodenkreis fließenden Ströme berechnet werden:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{I}_g &= \mathfrak{E}_g\left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g}+j\,\omega\,C_{gk}\right)+\mathfrak{E}_g\cdot j\,\omega\,C_{ga}-\mathfrak{E}_a\cdot j\,\omega\,C_{ga}\\ &\quad+\frac{\mathfrak{E}'_g}{\mathfrak{E}_g}\cdot\mathfrak{E}'_g\cdot j\omega C_N+\frac{\mathfrak{E}'_g}{\mathfrak{E}_g}\cdot\mathfrak{E}_a\cdot j\,\omega\,C_N\\ \mathfrak{I}_a &= \mathfrak{E}_a\left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a}+j\,\omega\,C_{ak}\right)+\mathfrak{E}_a\cdot j\,\omega C_{ga}-\mathfrak{E}_g\cdot j\,\omega\,C_{ga}\\ &\quad+\mathfrak{E}_a\cdot j\omega C_N+\mathfrak{E}'_g\cdot j\omega C_N\end{aligned}\right\}\quad(7)$$

[9]) Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs, herausgeg. v. K. W. Wagner, G. Leithäuser: Kunstschaltungen, S. 378.

Unter der Annahme: $\mathfrak{E}'_g\cdot C_N=\mathfrak{E}_g\cdot C_{ga}$; ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{I}_g &= \mathfrak{E}_g\cdot\left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g}+j\,\omega\,C_{gk}\right)+\mathfrak{E}_g\cdot j\,\omega\,C_{ga}\left(1+\frac{\mathfrak{E}'_g}{\mathfrak{E}_g}\right)\\ \mathfrak{I}_a &= \mathfrak{E}_a\cdot\left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a}+j\,\omega\,C_{ak}\right)+\mathfrak{E}_a\cdot j\,\omega\left(C_{ga}+C_N\right);\end{aligned}\right.\quad(7a)$$

Auch bei dieser Anordnung wird ebenso wie bei der Neutrodyneschaltung von Hazeltine sowohl die Anoden- als auch die Gitter-Rückwirkung aufgehoben. Ein Unterschied zwischen den beiden besprochenen Verfahren besteht lediglich insofern, als bei der zuerst genannten Schaltung die Neutralisationskapazität C_N nur den Gitterkreis und bei der Leithäuser-Schaltung nur den Anodenkreis belastet. Um eine zu große Abstimmungsänderung durch die Neutralisationskapazität zu vermeiden, empfiehlt es sich bei gegebener fester Ankopplung der nächsten Stufe, wie in ähnlichem Zusammenhange schon oben vorgeschlagen wurde, die Kapazität C_N nicht größer als etwa 30 cm zu wählen. Ist die Gitter-Anode-Kapazität wie bei neueren Röhrenkonstruktionen etwa von derselben Größe wie die der Zuführungsleitungen, so muß durch geeignete Windungsverhältnisse im Gitterkreis dafür gesorgt werden, daß C_N ein Vielfaches der Kapazität C_{ga} betragen kann. Erscheint es hierbei wünschenswert, den Neutralisationskondensator größer als 30 cm zu wählen, so ist es, um wesentliche Verstimmungen des Gitterkreises der nächsten Röhre zu vermeiden, zweckmäßig, hier ein entsprechend kleineres Uebersetzungsverhältnis anzuwenden.

Der Hauptvorzug der Leithäuser-Entkopplungsschaltung gegenüber der oben besprochenen Hazeltine-Schaltung besteht darin, daß bei ihr eine phasenreine Dämpfungsverminderung möglich ist. Wird hier der Kondensator C_N größer gewählt, als zur vollständigen Entkopplung notwendig ist, so findet durch Rückkopplung eines Teiles des Anodenwechselstromes auf den Gitterkreis in diesem in der bekannten Weise eine Dämpfungsreduktion statt. Der Unterschied gegenüber der normalen induktiven Rückkopplung besteht darin, daß nur ein Teil des Anoden-

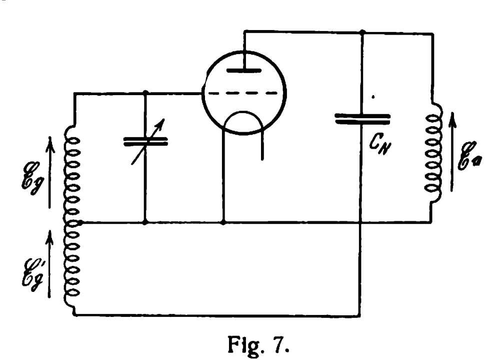


Fig. 7.

wechselstromes über den Rückkopplungsweg fließt, und außerdem der Rückkopplungsgrad nicht durch eine veränderliche Kopplung, sondern durch den eingeschalteten Kondensator C_N geregelt wird. Durch die sich ergebende Vergrößerung des Anodenwiderstandes $\mathfrak{R}_a$ läßt sich die Verstärkung in den einzelnen Stufen außerordentlich erhöhen. Auf diese Tatsache ist es zurückzuführen, daß die hierher gehörenden Schaltungen, ebenso wie die anderen mit Dämpfungsverminderung arbeitenden Hochfreqenzverstärkeranordnungen, eine größere Verbreitung gefunden haben.

Eine der Anordnungen, denen das in Fig. 7 dargestellte Schaltschema zu Grunde liegt, ist die Elstree-Six-Schaltung

von Scott-Taggert; sie besitzt eine im neutralen Punkt angezapfte Gitterspule und zwei gleich große, in Reihe geschaltete Abstimmkondensatoren. Die Kondensatormitte ist an die Kathode geführt, während zwischen Spulenabgriff und Kondensatormitte, d. h. zwischen zwei Punkte gleichen Potentials der Gitter-Ableitewiderstand geschaltet ist. Diese Anordnung hat den Zweck, Schwingungen, die durch Resonanz zwischen der einen Hälfte der Gitterspule und der Anodenkreis-Spule entstehen können, zu verhindern; diese Schwingungen würden auf einer sehr viel kürzeren Welle als der Empfangswelle erfolgen. Eine Schaltung, bei der im Gitterkreis nur ein Drehkondensator benutzt und der neutrale Punkt künstlich durch zwei in Reihe geschaltete Blockkondensatoren hergestellt wird, wird in Amerika als Isofarad-Schaltung bezeichnet; ähnlich arbeitet die sogenannte Difaradschaltung, nur daß bei dieser die Gitter-Kathode-Kapazität mit zur Schaffung eines künstlichen Nullpunktes verwandt wird. Weniger günstig sind Hochfrequenzverstärkerschaltungen, bei denen der zur Rückkopplung dienende Teil der Gitterspule nur wenige Windungen besitzt und der Kondensator C_N entsprechend größer gewählt worden ist; wie oben gezeigt wurde, ist dieser Kondensator immer dem Anodenkreis als parallel geschaltet anzusehen. Wird dieser Kondensator verändert, so findet gleichzeitig eine Verstimmung des Gitterkreises der nächsten Röhre statt. Auf diese Verstimmung ist es zurückzuführen, daß Schwingungen auch auftreten können, wenn nach erfolgter Abgleichung der Kondensator C_N verkleinert wird.

Zum Schlusse soll noch einmal darauf hingewiesen werden, daß die hier besprochenen Hochfrequenzverstärker-Anordnungen auch als Schwingaudion-Schaltungen benutzt werden können. In diesem Zusammenhang ist zu erwähnen, daß die bekannte Audionschaltung von Leithäuser-Heinze, deren Varianten im Auslande unter den Namen Reinartz-, Hartley- und Weagant-Schaltung bekannt sind, nach dem gleichen Prinzip wie die oben besprochene Anordnung arbeitet.

c) Kombinierte Anordnungen.

Die bisherigen Betrachtungen, die die Vor- und Nachteile der beiden grundlegenden Schaltungen nach Fig. 5 und 7 zeigten, lassen es vorteilhaft erscheinen, beide Schaltungen zu vereinigen. Eine entsprechende Anordnung, wie sie in Oesterreich[10]) veröffentlicht wurde, ist in Fig. 8 dargestellt. In diesem Falle bestehen für den Strom im Gitter- und Anodenkreis folgende Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{J}_g &= \mathfrak{E}_g \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j\,\omega\, C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega\, C_{ga} - \mathfrak{E}_a \cdot j\,\omega\, C_{ga} \\ &\quad + \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega C_{N1} + \mathfrak{E}'_a \cdot j\,\omega C_{N1} \\ &\quad + \frac{\mathfrak{E}'_g}{\mathfrak{E}_g} \cdot \mathfrak{E}'_g \cdot j\,\omega C_{N2} + \frac{\mathfrak{E}'_g}{\mathfrak{E}_g} \cdot \mathfrak{E}_a \cdot j\,\omega C_{N2}; \\ \mathfrak{J}_a &= \mathfrak{E}_a \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\,\omega C_{ak}\right) + \mathfrak{E}_a \cdot j\,\omega\, C_{ga} - \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega\, C_{ga} \\ &\quad + \frac{\mathfrak{E}'_a}{\mathfrak{E}_a} \cdot \mathfrak{E}'_a \cdot j\,\omega\, C_{N1} + \frac{\mathfrak{E}'_a}{\mathfrak{E}_a} \cdot \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega C_{N1} \\ &\quad + \mathfrak{E}_a \cdot j\,\omega\, C_{N2} + \mathfrak{E}'_g \cdot j\,\omega\, C_{N2};\end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Setzt man in diesem Falle: $\frac{\mathfrak{E}'_a}{\mathfrak{E}_a} = \frac{\mathfrak{E}'_g}{\mathfrak{E}_g} = \frac{C_{ga}}{C_{N1} + C_{N2}}$; so ist:

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{J}_g &= \mathfrak{E}_g \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j\,\omega\, C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_g \cdot j\omega \\ &\quad \left[C_{ga} + C_{N1} + \frac{C_{ga}^2 \cdot C_{N2}}{(C_{N1} + C_{N2})^2}\right]; \\ \mathfrak{J}_a &= \mathfrak{E}_a \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\,\omega\, C_{ak}\right) + \mathfrak{E}_a \cdot j\omega \\ &\quad \left[C_{ga} + \frac{C_{ga}^2 \cdot C_{N1}}{(C_{N1} + C_{N2})^2} + C_{N2}\right];\end{aligned}\right\} \quad (8a)$$

Wie zu erwarten, findet auch bei dieser Schaltung eine Kompensation statt. Die kapazitive Belastung ist hier etwas größer als bei den vorher besprochenen Schaltungen; infolge des quadratischen Faktors in Formel (8a) ist dieser Unterschied jedoch sehr klein. Selbstverständlich

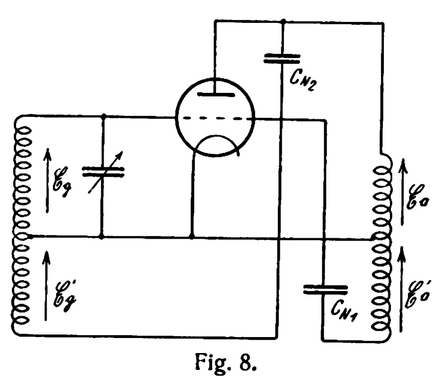


Fig. 8.

ist es auch hier analog der Leithäuser-Entkopplungsschaltung möglich, durch Vergrößern des Kondensators C_{N2} eine Entdämpfung des Gitterkreises zu bewirken. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß diese Anordnung bei ihrem komplizierten Aufbau gegenüber den anderen, einfacheren Schaltungen keine wesentlichen Vorteile besitzt.

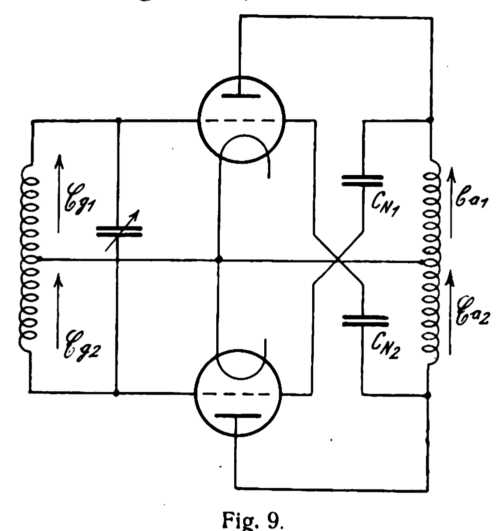


Fig. 9.

Durch Einfügen einer zweiten Röhre in die Anordnung nach Fig. 8 entsteht eine neue Schaltung, die nach dem bei Niederfrequenzverstärkern schon lange angewandten Gegentaktprinzip arbeitet. Trotz des ähnlichen Aufbaus ist die in Fig. 9 dargestellte Hochfrequenz-Gegentaktschaltung[11]) in ihrer Wirkungsweise grundverschieden von der vorher besprochenen Anordnung. Da beide Röhren im Gegentakt arbeiten, beträgt in diesem Falle die

[10]) Österreichischer Radio Amateur, Jahrg. 4, S. 480, 1927.

[11]) Nach einer mündlichen Angabe von Herrn W. Schäffer wurde diese Schaltung bei fremdgesteuerten Kurzwellen-Sendern zuerst von Telefunken und zur Schwingungsbeseitigung bei Verstärkern unabhängig von den Verfassern von W. Schäffer und K. Hoffmann angewandt.

Phasenverschiebung zwischen den Spannungen $\mathfrak{E}_{a1}$ und $\mathfrak{E}_{a2}$ und ebenso zwischen $\mathfrak{E}_{g1}$ und $\mathfrak{E}_{g2}$ genau 180°, vollkommen unabhängig von der zu verstärkenden Frequenz. In diesem Falle findet also, im Gegensatz zu allen bisher besprochenen Anordnungen, eine vollständige Kompensation der Anodenrückwirkung statt. Die hier bestehenden Verhältnisse lassen sich wieder an Hand der Beziehungen für Gitter- und Anodenstrom, wobei der Uebersichtlichkeit wegen eine vollkommen symmetrische Anordnung ($\mathfrak{E}_{a1} = \mathfrak{E}_{a2}, \mathfrak{E}_{g1} = \mathfrak{E}_{g2}, C_{N1} = C_{N2}$) zu Grunde gelegt wird, übersehen:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{J}_{g1} = \mathfrak{J}_{g2} = \mathfrak{E}_g \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j\,\omega C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega C_{ga} - \mathfrak{E}_a \cdot j\omega C_{ga} \\ + \mathfrak{E}'_g \cdot j\,\omega C_N + \mathfrak{E}'_a \cdot j\,\omega C_N \\ \mathfrak{J}_{a1} = \mathfrak{J}_{a2} = \mathfrak{E}_a \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\,\omega C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_a \cdot j\,\omega C_{ga} - \mathfrak{E}_g \cdot j\omega C_{ga} \\ + \mathfrak{E}'_a \cdot j\,\omega C_N + \mathfrak{E}'_g \cdot j\,\omega C_N \end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Wird die Bedingung: $\frac{\mathfrak{E}'_a}{\mathfrak{E}_a} = \frac{\mathfrak{E}'_g}{\mathfrak{E}_g} = \frac{C_{ga}}{C_N}$; erfüllt, so ist:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{J}_{g1} = \mathfrak{J}_{g2} = \mathfrak{E}_g \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_{g'}} + j\,\omega C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_g \cdot j\,\omega (C_{ga} + C_N); \\ \mathfrak{J}_{a1} = \mathfrak{J}_{a2} = \mathfrak{E}_a \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\,\omega C_{ak}\right) + \mathfrak{E}_a \cdot j\,\omega (C_{ga} + C_N); \end{aligned}\right\} \quad (9a)$$

Die Formeln zeigen, daß bei vollständiger Kompensation in diesem Falle die Anoden- und die Gitterrückwirkung aufgehoben wird, d. h. es findet eine vollkommene gegenseitge Entkopplung von Gitter- und Anodenkreis statt. Die statischen Kapazitäten C_{ga} und C_N, die bei durchgeführter Kompensation meist den gleichen Wert C besitzen, belasten bei dieser Anordnung immer Anoden- und Gitterkreis; die hierdurch bewirkte Abstimmungsänderung ist jedoch nur gering, da für diese nur die aus der Reihenschaltung resultierende Kapazität C, und zwar je einmal auf der Primär- und Sekundärseite des eingeschalteten Hochfrequenz-Transformators, zu berücksichtigen ist. Wie im zweiten Teil der Arbeit gezeigt werden wird, muß dagegen bei der Ermittlung der Verstärkung jede der beiden Röhren für sich behandelt, und je im Gitter- und Anodenkreis einer Röhre die Kapazität $2 \cdot C$ als parallel geschaltet angenommen werden. Hinsichtlich der Entdämpfung der abgestimmten Kreise steht die Gegentaktschaltung auf einer Stufe mit der gewöhnlichen Neutrodyne-Schaltung von Hazeltine; eine Dämpfungsverminderung ist auch hier nur durch Vergrößern oder Verkleinern der Kondensatoren C_{N1} und C_{N2} und entsprechendes Verstimmen des Abstimmkreises möglich. Die in Fig. 9 gezeigte Schaltung ist wegen ihrer vollkommenen Symmetrie und ihrer Frequenzunabhängigkeit besonders zur Hochfrequenzverstärkung kurzer Wellen geeignet. Ebenso findet sie auch, wie schon erwähnt, bei fremdgesteuerten Röhrensendern Anwendung.

Trotzdem bei der beschriebenen Hochfrequenz-Gegentaktschaltung eine Dämpfungsverminderung nur durch Verstimmung der Abstimmkreise möglich ist, läßt sie sich auch zur Schwingungserzeugung[12]) benutzen. Eine entsprechende Schwingschaltung, wie sie z. B. Fig. 10 zeigt, besitzt entweder nur einen abgestimmten Gitter- oder nur einen abgestimmten Anodenkreis. Der zweite Kreis wird durch Drosseln oder ohmsche Widerstände $\mathfrak{R}$ mit parallel liegenden Kapazitäten gebildet; diese Kapazitäten müssen so groß gewählt werden, daß der Widerstand des betreffenden Kreises innerhalb eines größeren Frequenzbereiches kapazitiv bleibt. Unter dieser Voraussetzung ist nach obigen Ueberlegungen eine Schwingungserzeugung möglich, wenn die Kompensationskapazitäten C_{N1} und C_{N2} sehr viel größer gewählt werden, als zur vollständigen Kompensation notwendig ist. Die kapazitive Belastung des nicht abgestimmten Kreises kann entweder durch zusätzliche

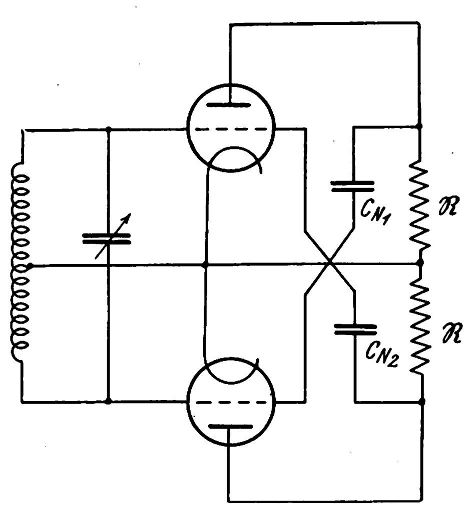


Fig. 10.

Kondensatoren oder auch wie in Fig. 10 durch Vergrößerung der Kondensatoren C_{N1} und C_{N2} selbst bewirkt werden. Wird die kapazitive Belastung des fraglichen Kreises veränderlich gemacht, so ist diese Schaltung auch zur Dämpfungsverminderung geeignet.[13])

Zusammenfassung des ersten Teiles.

Mit Hilfe der Beziehungen für die Anoden- und Gitterrückwirkung werden verschiedene bekannte Hochfrequenzverstärker-Anordnungen mit abgestimmten Kopplungsgliedern untersucht. Zur Beseitigung der Schwingneigung bei diesen Schaltungen sind verschiedene Methoden bekannt geworden; diese Methoden lassen sich auf vier grundlegende, in der Arbeit näher untersuchte Verfahren zurückführen. Hierbei wird von den Anordnungen abgesehen, bei denen erst die Verstärkerwirkung der Röhre durch zusätzliche Dämpfungen herabgesetzt und dann durch Dämpfungsverminderung wieder eine ausreichende Empfindlichkeit eingestellt wird. Zu den reinen Neutralisations-Anordnungen gehört zunächst die Schaltung mit geteiltem Anodenkreis von Hazeltine. Bei dieser findet eine nahezu vollständige Kompensation der Rückwirkungen statt; eine Entdämpfung der Kreise ist bei ihr nur durch Aenderung des Neutralisationskondensators und gleichzeitige Verstimmung des Abstimmkreises möglich. Im Gegensatz hierzu läßt sich eine phasenreine, d. h. eine Entdämpfung ohne Verstimmung bei der Entkopplungsschaltung mit geteiltem Gitterkreis nach Leithäuser erzielen. Eine Vereinigung der beiden grundlegenden Schaltungen bietet keine Vorteile. Eine frequenzunabhängige Beseitigung der Schwingneigung ist nur durch eine Hochfrequenz-Gegentakt-Anordnung möglich, da bei dieser immer eine Spannung von genau entgegengesetzter Phase gegenüber der zu kompensierenden Spannung zur Verfügung steht. Bei allen Neutralisationsschaltungen bleibt die Belastung von Gitter- und Anodenkreis durch die statische Gitter-Anode-Kapazität und die hinzugeschaltete Neutralisationskapazität auch bei vollständiger Kompensation bestehen.

(Eingegangen am 28. Dezember 1927.)

[12]) W. H. Eccles and F. W. Jordan: A Method of Using Two Triodes in Parallel for Generating Oscillations. Electrician, 83, S. 299, 1919. Brit. Patent Nr. 6090, 1918.

[13]) Vgl. Telefunken-Zeitung, VIII. Jahrg., Nr. 44, S. 66, 1926.

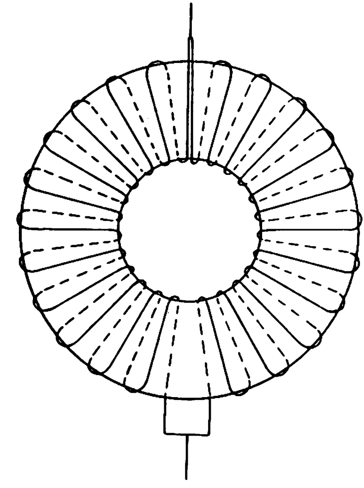
Referate.

R. Gunn. Das Torusolenoid. Eine verbesserte Spulenform. Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 797—808, 1927.

Der Verfasser definiert als Güteverhältnis („Gain") einer Spule bei der Kreisfrequenz ω den Ausdruck $\omega L/R$. Von diesem Ausdruck hängt auch die Resonanzschärfe ab, wenn man aus der Spule und einem verlustfreien Kondensator einen Schwingungskreis bildet.

Die einlagige Zylinderspule (Solenoid) besitzt a) einen großen Wert des Güteverhältnisses, b) mäßig verteilte Kapazität, c) ein starkes äußeres Magnetfeld.

Die Ringspule (Toroid) ist gekennzeichnet durch a) einen geringen Wert des Güteverhältnisses, b) eine große verteilte Kapazität, hat aber den Vorteil c) eines sehr geringen magnetischen Feldes im Außenraum. Die Eigenschaften



dieser beiden Spulenarten sind also gerade entgegengesetzt. Die neue Form, das Torusolenoid (vgl. Fig.) vereinigt die Vorteile der beiden früheren Spulenformen, ohne die Nachteile einer derselben zu besitzen. Es hat a) großen Wert des Güteverhältnisses, b) geringe verteilte Kapazität und c) ein sehr geringes äußeres magnetisches Feld.

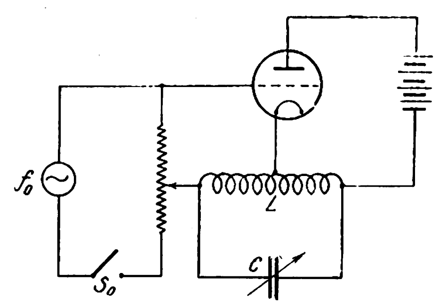
In der Arbeit sind Resultate von einigen Messungen über die Abhängigkeit des Güteverhältnisses solcher Torusolenoide mit massivem und Litzendraht in Abhängigkeit von der Frequenz aufgeführt. Das Güteverhältnis ist bei ganz besonders guten Spulen ungefähr $= 300$.

Die Induktivität L eines solchen Torusolenoids ist der 4. Teil derjenigen eines normal bewickelten Toroids mit derselben Gesamt-Windungszahl und denselben Dimensionen.
J. Zenneck.

J. Coga. Ein neuer Frequenz-Transformator oder Frequenzwandler. (A new frequency transformer or frequency changer.) Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 669—678, 1927.

Es handelt sich um folgende Beobachtung. Wenn in der Anordnung der nebenstehenden Figur die Eigenfrequenz des Kondensatorkreises CL ungefähr gleich einem ganzzahligen Teil (z. B. ½ oder ⅓ etc.) der Frequenz f_0 ist, welche die dem Gitter aufgedrückte Spannung besitzt, so erhält man in dem Schwingungskreis LC Schwingungen, deren Frequenz genau gleich einem ganzzahligen Teil von f_0 ist. Variiert man die Eigenfrequenz f des Kondensatorkreises LC, und man nähert sich einem ganzzahligen Teil von f_0, so nehmen die Schwingungen plötzlich genau diese Frequenz an, wobei der Anodenstrom stark sinkt. Es liegt hier also eine Art Mitnahme-Erscheinung vor, aber nicht durch eine Frequenz f_0, die der Eigenfrequenz f sehr nahe liegt, sondern durch eine Frequenz f_0, die nicht weit von einem ganzen Vielfachen der Frequenz f verschieden ist.

Der Verfasser hat die Vorgänge auch mit Hilfe von Oszillogrammen untersucht.



Wenn er am Schluß den Namen „Frequenz-Transformator" oder „Frequenzwandler" einführen will, so ist dieser Vorschlag nicht ganz so neu, wie der Verfasser anzunehmen scheint.
J. Zenneck.

A. Hund. Piezo-elektrischer Generator mit geringer Rückwirkung. (Note on piezoelectric generators with small back action.) Aus dem Bureau of Standards. Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 725—726, 1927.

Der Verfasser gibt einige Schaltungen von Generatoren an, die durch piezo-elektrische Kristalle gesteuert sind und

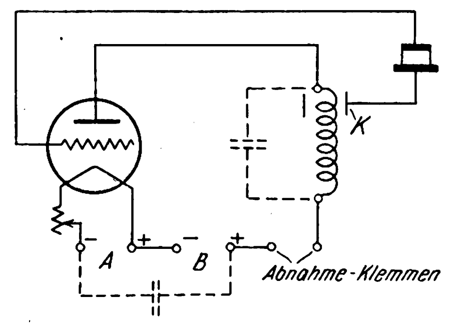


Fig. 1.

bei denen die Rückwirkung auf den Generator möglichst gering ist. Die einfachste ist diejenige von Fig. 1, in der K einen der Länge nach aufgeschlitzten Kupferzylinder bedeutet, der mit der Spule des Schwingungskreises nur elektrisch gekoppelt ist. Fig. 2 ist eine Schaltung mit zwei Röhren, von denen diejenige links dem Steuer-Generator angehört, diejenige rechts die Hochfrequenz-Leistung abgeben soll.

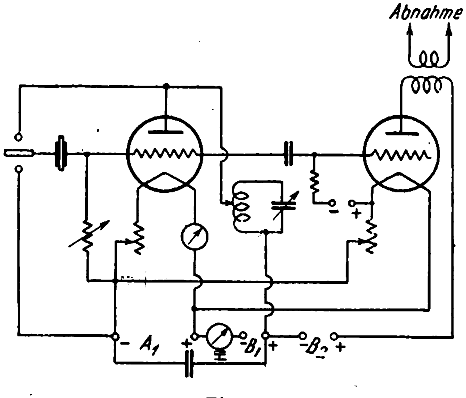


Fig. 2.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Beseitigung störender Schwingungen bei Sender-Anlagen.

Franz. Pat. 629 953 (Lorenz, 19. März 1926), veröffentlicht am 21. November 1927.

Zur Beseitigung störender Schwingungen verwendet man Absorptionskreise. Erfindungsgemäß soll ein solcher Absorptionskreis an zwei Punkten des Kreises angeschaltet sein, zwischen denen für die Nutzfrequenz nur eine reine Wattspannung vorhanden ist. Bei der in Fig. 1 dargestellten Anordnung ist zu diesem Zweck in den Hochfrequenzkreis ein Kondensator C eingeschaltet, und die Ver-

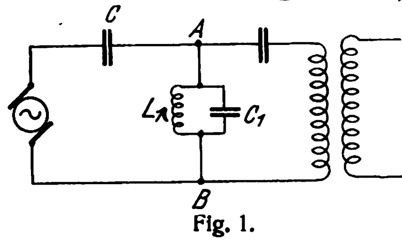


Fig. 1.

hältnisse sind so gewählt, daß zwischen den Punkten A und B eine reine Wattspannung für die Nutzfrequenz herrscht. Zwischen diesen Punkten liegt der Absorptionskreis $C_1 L_1$.

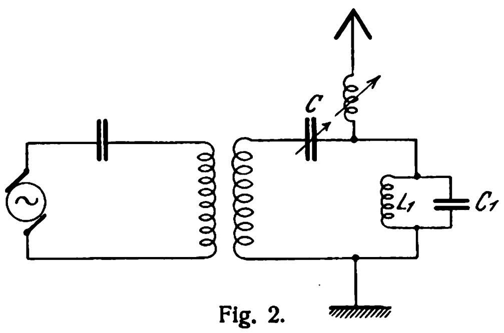


Fig. 2.

Die Einschaltung des Absorptionskreises in einen Antennenkreis derart, daß am Absorptionskreis nur eine reine Wattspannung für die Nutzfrequenz herscht, zeigt die Fig. 2.

Regelung der Senderenergie.

D.R.P. 455 152, Klasse 21a[4], Gruppe 1 (Lorenz), Pat. vom 22. Oktober 1926, ausgegeben am 27. Januar 1928.

Es wird häufig verlangt, daß die Senderenergie entsprechend der Entfernung der Gegenstation geregelt werden

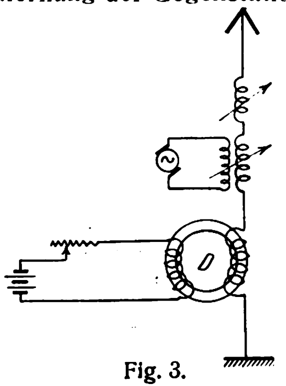


Fig. 3.

kann. Erfindungsgemäß soll dies in der Weise geschehen, daß in die Antenne oder im Zwischenkreis eine Eisendrossel D (Fig. 3) eingeschaltet ist, deren Gleichstrommagnetisierung geändert werden kann. Dieselbe Drossel kann auch zum Tasten verwendet werden.

Röhrensender für große Leistungen.

D.R.P. 455 950, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Lorenz), Pat. vom 19. März 1927, ausgegeben am 13. Februar 1928.

Für Röhrensender mit großen Leistungen sind verhältnismäßig hohe Betriebsspannungen (5—10 000 Volt) erforderlich. Bei den zur Erzeugung derartig hoher Gleichspannungen benutzten Maschinen ergeben sich schwierige Isolationsverhältnisse. Erfindungsgemäß sollen diese dadurch verringert werden, daß die gleichstromseitige Erdung an einer Stelle zwischen dem Plus- und Minuspol der Spannung vorgenommen wird. Eine solche Anordnung zeigt die Fig. 4. Die hohe Anodenspannung kann in diesem Fall durch zwei Maschinen 1 und 2 erzeugt werden, die in Hintereinanderschaltung die Gesamtspannung ergeben. Der

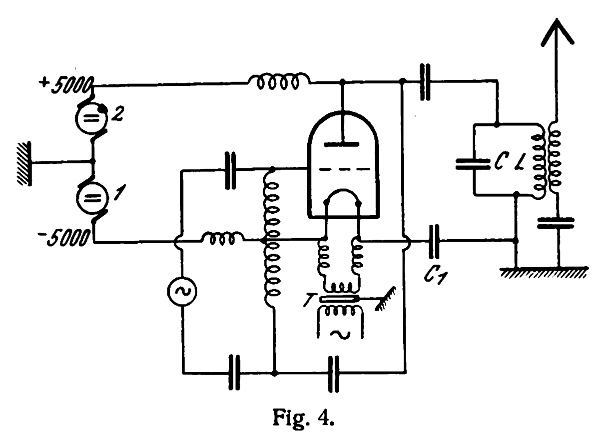


Fig. 4.

Verbindungspunkt beider Maschinen wird geerdet, so daß für die Isolation jeder Maschine nur die halbe Anodenspannung zu berücksichtigen ist. Besondere Aufmerksamkeit erfordert in diesem Falle die Hochfrequenzseite, für die eine besondere Erdung erforderlich ist. Zu diesem Zweck ist ein Blockkondensator C_1 zwischen Kathode und Hochfrequenzkreis $C_1 L_1$ eingeschaltet, und die eine Belegung des Kondensators geerdet. Um die Gitter- und Kathodenteile gegen die hohe Gleichspannung abzuriegeln, wird die Kathode über einen Transformator T mit Wechselstrom geheizt. Der Schutz kann noch dadurch erhöht werden, daß zwischen die Transformatorwicklung ein geerdetes Blech eingeschaltet ist.

Röhrensender.

D.R.P. 455 949, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Elektric. Research. Prod. Incorp. New York), Pat. vom 21. November 1924, ausgegeben am 13. Februar 1928, identisch mit amerik. Pat. 455 949.

Bei der Erzeugung niederfrequenter Schwingungen mittels Röhren treten innerhalb eines Bereiches niederer Frequenzen sehr leicht Harmonische von verhältnismäßig

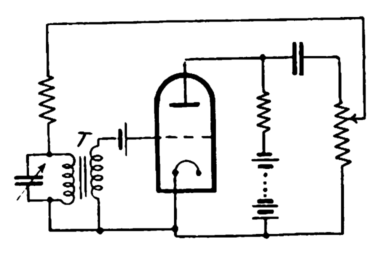


Fig. 5.

beträchtlicher Größe auf. Erfindungsgemäß soll das Auftreten solcher Harmonischen dadurch beseitigt werden, daß zur Rückkopplung zwischen Anoden- und Gitterkreis ein besonderer Transformator T (Fig. 5) verwendet wird. Dieser besitzt einen magnetischen Kern, der bei sehr

geringem Strom eine geringe Kraftliniendichte aufweist, so daß bei geringem Strom der magnetische Kern nur einen geringen Kernverlust besitzt, während mit dem Anwachsen des Stromes der Verlust viel schneller ansteigt, als die Spannung im Schwingungskreis. Dieser Kernverlust wird daher an einem Punkt derart groß, daß die Verstärkungswirkungen lediglich dazu ausreichen, ihn zu kompensieren, und die Schwingungen daher sehr bald einen Grenzwert erreichen. Der magnetische Kern wird zu diesem Zweck am besten aus einer Eisen-Nickel-Legierung (Permalloy) hergestellt, der bis auf einen schmalen Stabilisierungsluftraum vollständig geschlossen ist.

Piezogesteuerter Röhrensender.

Brit. Pat. 281 810 (Kirke, 1. Oktober 1926), veröffentlicht am 1. Februar 1928.

Bei Röhrensendern, die aus zwei oder mehr miteinander gekoppelten Röhren bestehen, soll die piezoelektrische Schwingungskontrolle dadurch erfolgen, daß die Phase der Rückkopplung durch Einschaltung eines Piezokristalles in

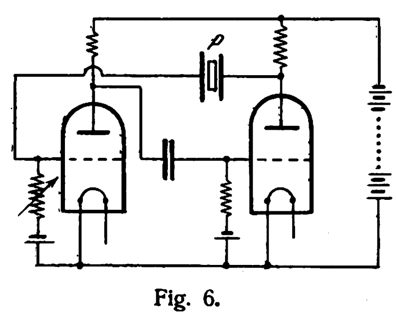


Fig. 6.

der richtigen Weise geregelt wird. Bei dem in Fig. 6 dargestellten Röhrensender sind die beiden Röhren in Widerstandskopplung miteinander verbunden. Der Piezokristall P ist zwischen dem Gitter der einen Röhre und der Anode der anderen Röhre eingeschaltet.

Piezogesteuerter Röhrensender.

Amerik. Pat. 1 654 184 (Meyer, 19. Januar 1927), Pat. vom 27. Dezember 1927.

Bei piezogesteuerten Röhrensendern kann es während des Betriebes vorkommen, daß der Piezokristall zerstört wird. Um ohne Betriebsunterbrechung einen im Gang befindlichen Verkehr zu Ende führen zu können, soll eine

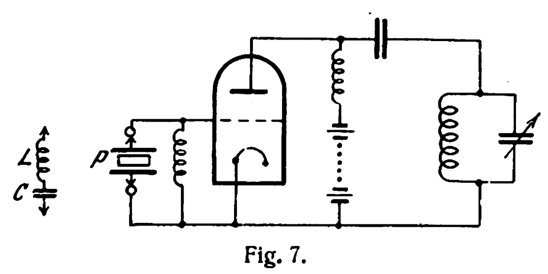


Fig. 7.

Hilfseinrichtung verwendet werden, die aus einer Hintereinanderschaltung von Selbstinduktion L und Kapazität C (Fig. 7) besteht, und die bei Beschädigung des Piezokristalls P schnell an Stelle des Piezokristalls eingesetzt werden kann.

Piezogesteuerter Röhrensender.

Amerik. Pat. 1 651 810 (Crossley, 10. November 1925), Pat. vom 6. Dezember 1927.

Bei fremdgesteuerten Röhrensendern, bei denen ein Piezo-Steuersender verwendet wird, tritt die Schwierigkeit auf, daß im Hauptsender infolge Selbsterregung unerwünschte Schwingungen erzeugt werden. Dies soll dadurch beseitigt werden, daß im Anodenkreis der Hauptröhre ein genügend hoher Widerstand W (Fig. 8) eingeschaltet

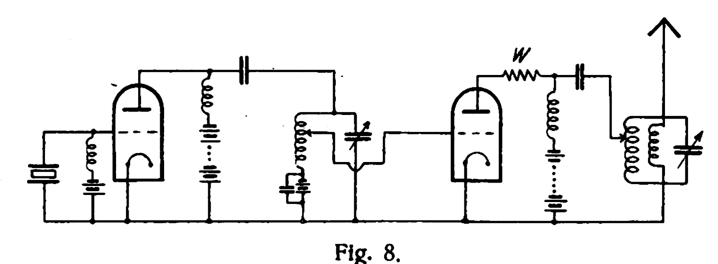


Fig. 8.

wird, der verhindert, daß eine Selbsterregung auftreten kann.

Beeinflussung der Resonanzfrequenz von Piezo-Einrichtungen.

D.R.P. 455 154, Klasse 21a⁴, Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 25. Juni 1926, ausgegeben am 26. Januar 1928.

Trotz der bestimmten Resonanzfrequenz eines Piezokristalls ist es möglich, die Resonanzfrequenz einer piezoelektrischen Einrichtung in gewissen Grenzen zu verändern. Dies kann z. B. mit der in Fig. 9 dargestellten Anordnung in der Weise geschehen, daß die Kopplung zwischen Piezo-

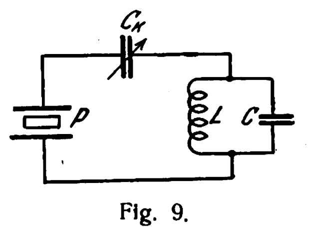


Fig. 9.

kristall P und Schwingungskreis C, L mit Hilfe eines Kondensators C_K verändert werden kann. Eine veränderliche kapazitive Kopplung kann auch dadurch erzielt werden, daß der Abstand der Elektroden des Piezokristalls veränderlich gemacht wird.

Piezoelektrische Einrichtung.

Brit. Pat. 281 728 (Radiofrequenz Eberhardt, 4. Dezember 1926), veröffentlicht am 1. Februar 1928.

Bei piezoelektrischen Kristallen treten leicht mehrere Eigenfrequenzen auf. Erfindungsgemäß soll dies dadurch beseitigt werden, daß die Dicke des Kristalles überall mit großer Genauigkeit die gleiche ist. Das genaue Abschleifen soll bis auf $^1/_{1000}$ der Dicke betrieben werden.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 265 612 (Telefunken, 6. Februar 1926), veröffentlicht am 11. August 1927.

Zur Verhinderung selbsterregter Schwingungen bei Kurzwellensendern wird die in Fig. 10 dargestellte Anordnung vorgeschlagen, bei der sowohl die Kapazität als

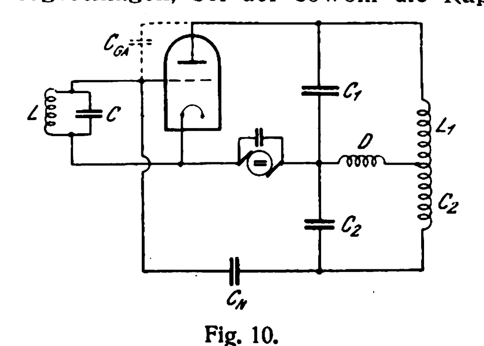


Fig. 10.

auch die Selbstinduktion des Schwingungskreises in zwei Teile $C_1 C_2$ bzw. $L_1 L_2$ unterteilt sind. Der Verbindungspunkt der beiden Teilkapazitäten ist hochfrequent unmittel-

bar mit der Kathode verbunden. Zwischen den neutralen Punkten des Schwingungskreises liegt eine Hochfrequenzdrossel D. Durch Einschaltung eines Kondensators C_N wird in Verbindung mit der inneren Röhrenkapazität zwischen

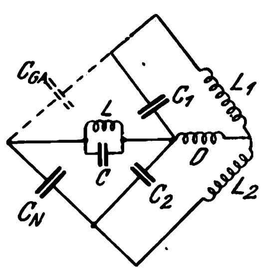


Fig. 11.

Anode und Kathode C_{GA} die in Fig. 11 schematisch wiedergegebene Brückenschaltung hergestellt.

Beseitigung des Fadingeffektes.

D.R.P. 455 240, Klasse $21a^4$, Gruppe 9, Pat. vom 12. November 1926, Unions-Priorität vom 18. November 1925, ausgegeben am 2. Februar 1928, identisch mit brit. Pat. 261 758, vgl. das Referat in der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik Bd. **29**, S. 100, 1927.

Modulation von Röhrensendern.

D.R.P. 455 422, Klasse $21a^4$, Gruppe 15 (Elektrotechn. Staatstrust, Leningrad), Pat. vom 28. Februar 1926, ausgegeben am 6. Februar 1928, identisch mit brit. Pat. 277 390, franz. Pat. 613 288, vgl. das Referat in der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik Bd. **29**, S. 134, 1927.

Kurzwellenantenne.

Brit. Pat. 281 762 (Franklin, 8. September 1926), veröffentlicht am 1. Februar 1928.

Ein Antennendraht kann je nach seiner Länge im Verhältnis zur Wellenlänge einer Kapazität, einer Selbstinduktion oder einem Widerstand äquivalent sein. Für Längen zwischen einer halben bis ¾ Wellenlänge ist der Draht äquivalent einer Kapazität, der ein Widerstand parallel geschaltet ist. Für eine Länge zwischen ¾ und einer Wellenlänge ist der Draht äquivalent einer Selbstinduktion, der ein Widerstand parallel liegt. Bei ¼, ¾,

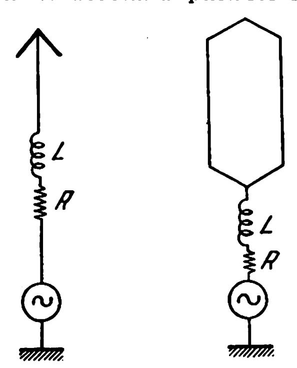


Fig. 12. Fig. 13.

$^5/_4$ usw. Wellenlänge kann der Draht im allgemeinen einem reinen Widerstand äquivalent betrachtet werden, der kleiner ist als sein Wellenwiderstand, während bei einer halben, 1, 1½ usw. Wellenlänge der Draht äquivalent ist einem Widerstand, der größer ist als sein Wellenwiderstand. Gemäß der Erfindung soll in einer solchen Antenne an jedem Punkt, wo der scheinbare Widerstand gleich oder kleiner ist als der Wellenwiderstand ein Widerstand von solcher Größe eingeschaltet werden, daß der Gesamtwiderstand gleich dem Wellenwiderstand wird. Durch Selbstinduktionsspulen oder Kondensatoren soll die effektive Kapazität bzw. Induktivität neutralisiert werden. Eine Anordnung für eine Antenne, die ¼ Wellenlänge lang ist, zeigt Fig. 12. Durch Einschaltung der Spule L und des Widerstandes R wird der effektive Widerstand der Antenne nahezu dem Wellenwiderstand gleich gemacht. Durch Verwendung paralleler Drähte (Fig. 13) kann der Wellenwiderstand beträchtlich verkleinert werden. In diesem Falle ist es auch möglich, durch Verwendung verschiedener Drahtstärken den effektiven Widerstand der Antenne gleich dem Wellenwiderstand zu machen, ohne daß besondere Ausgleichswiderstände eingeschaltet werden müssen.

Vermohrung von Elektroden.

D.R.P. 455 821, Klasse 21 g, Gruppe 11 (Siemens-Schuckert), Pat. vom 4. August 1926, ausgegeben am 11. Februar 1928.

In elektrolytischen Gleichrichtern kann das dem Stromdurchgang entgegenwirkende Potential durch Anwendung vermohrter Elektroden herabgedrückt werden. Erfindungsgemäß soll zur Vermohrung Nickel verwendet werden, indem z. B. die Elektrode als Kathode in eine Nickelchlorürlösung gebracht wird. Diese Lösung enthält ca. 65 cm^3 Ammoniak (25%), 1,7 Gramm Nickelchlorür und 500 cm^3 Wasser. Als geeignete Stromdichte pro cm^2 wird 0,016 Ampere angegeben.

Glühkathode.

D.R.P. 455364, Klasse 21g, Gruppe 13 (Siemens u. Halske), Pat. vom 18. Mai 1923, ausgegeben am 30. Januar 1928.

Gemäß der Erfindung soll die Kathode einer Glühkathodenröhre aus einer chemischen Verbindung des Hafniums, z. B. Hafniumoxyd oder Hafniumhydrid bestehen. Hafniumverbindungen sollen die Elektronen leicht emittieren.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
455 151	$21a^2/11$	26. 1. 28	Resonanzfreie Membran
*455 152	$21a^4/1$	27. 1. 28	Regelung der Sendeenergie
455 153	$21a^4/6$	27. 1. 28	Frequenzvervielfachung
*455 154	$21a^4/8$	26. 1. 28	Piezoelektrische Schwingungskontrolle
455 155	$21a^4/14$	27. 1. 28	Modulation unterdrückter Trägerfrequenz
455 156	$21a^4/75$	27. 1. 28	Bauanordnung von Empfangsgeräten
455 159	21g/10	26. 1. 28	Röhrenförmiger Vabruumkondensator
*455 240	$21a^4/9$	2 2. 28	Fading-Beseitigung
455 321	21f/40	28. 1. 28	Sockelkittmaschine
455 346	$21a^4/29$	31. 1. 28	Verhinderung der Selbsterregung bei Röhrenempfängern
455 347	21e/55	31. 1. 28	Widerstand aus Silit od. dgl.
*455 364	21g/13	30. 1. 28	Glühkathode für Röhren
455 410	21e/27	1. 2. 28	Anzeige des Produkts mehrerer veränd. Größen
*455 422	$21a^4/15$	6. 2. 28	Modulation bei Röhrensendern
455 480	21c/59	2. 2. 28	Drehzahl-Konstanthaltung von Hochfrequenzmaschinen
455 482	21g/10	2. 2. 28	Drehkondensator m. Glimmerdielektrikum
455 542	21g/31	3 2. 28	Herstellung von Magnetkernen
*455 821	21g/11	11. 2. 28	Vermohrung von Elektroden für elektrolyt. Gleichrichter
*455 949	$21a^4/8$	13. 2. 28	Röhrensender
*455 950	$21a^4/8$	13. 2. 28	Röhrensender
455 952	21g/15	13. 2. 2	Pendelgleichrichter
456 001	$21a^2/38$	15. 2. 28	Vermeidung d. Übertragung unerwünschter Schallwellen durch Mikrophone
456 049	$21a^2/1$	15. 2. 28	Telephonkapsel

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Band 31 Mai 1928 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.),

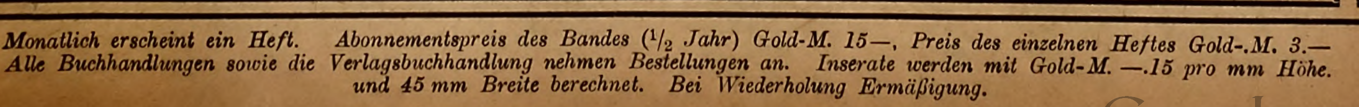
herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1 9 2 8


Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15—. Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe. und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Band 31 Mai 1928 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite
Herbert Lange: Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen. (Fortsetzung). Mit 19 Figuren im Text) 133

Franz Eisner, Heinrich Faßbender und Georg Kurlbaum: Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- u. Bodenstationen. (Fortsetzung und Schluß). (Mit 13 Figuren und 10 Tafeln im Text) 141

Ferdinand Eppen: Über Beobachtungen regelmäßiger Schwundererscheinungen im Zusammenhang mit Schwankungen der Sendefrequenz bei kurzen Wellen. (Mit 2 Figuren im Text). 151

Zusammenfassender Bericht: Manfred von Ardenne und Wolfgang Stoff. Über die Kompensation der schädlichen Kapazitäten und ihrer Rückwirkungen bei Elektronenröhren. II. Teil. (Mit 6 Figuren im Text). 152

Referate
E. V. Appleton und J. A. Ratcliffe (J. Zenneck): Die Natur der Schwankungen in der drahtlosen Telegraphie. (Mit 13 Figuren im Text). 157

M. Bareiss (W. Espe): Kleingleichrichter für Rundfunkzwecke. (Mit 6 Figuren im Text) 161

Carl Lübben: Patentschau. (Mit 26 Figuren im Text) 162

Bücher: Eingegangene Bücher. 167
Besprechungen. 167

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen.

Von **Herbert Lange.**

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik. Dresden.

(Fortsetzung.*)

C. Die Elektronenbahnen.

Die Elektronenbahnen sind die orthogonalen Trajektorien der Flächen konstanter Wirkung. Das läßt sich sehr einfach beweisen. Die Elektronen stehen nämlich in unserm Falle nur unter dem Einfluß von konservativen Kräften, d. h. also von Kräften, die ein Potential haben[19]). Unter dieser Bedingung gilt das Prinzip der kleinsten Wirkung. Danach schlägt jedes Elektron unter allen möglichen Wegen zwischen Anfangs- und Endpunkt seiner Bahn denjenigen ein, auf dem die Wirkung $m\int v\cdot ds$ am kleinsten wird. Das ist aber gleichbedeutend damit, daß die Bahnen senkrecht auf den Flächen konstanter Wirkung

$$m\int v\cdot ds = \text{const}$$

stehen[20]). Geht man von der linearen Geschwindigkeit v zur Voltgeschwindigkeit φ über und faßt alle Konstanten auf der rechten Seite zusammen, so erhält man für die Flächen konstanter Wirkung

$$\int \sqrt{\varphi}\, ds = \text{const} \tag{12}$$

1. Die Linien konstanten Potentials.

Man muß also nun zunächst das Potential φ als Funktion des Ortes kennen. Die Berechnung ist bereits durchgeführt worden für Steggitterröhren von Laue[21]), für Ring- bzw. Schraubengitterröhren von Elias[22]). Einfacher ist der

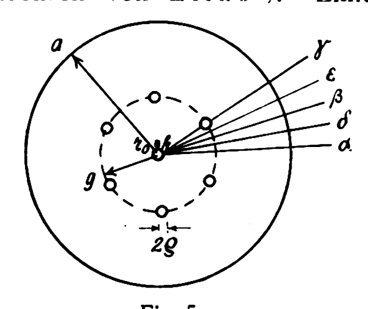


Fig. 5.
Zur Berechnung der Potentialfunktion.

erste Fall, da es sich dort nur um ein ebenes Problem handelt. Wir beschränken uns deshalb auf diesen.

Laue legt seiner Berechnung eine zylindersymmetrische Röhre zugrunde, deren Gitter aus m parallelen Drähten mit dem Halbmesser ϱ besteht. Als spezieller Fall wurde $m = 6$, $\varrho = 0{,}2$ mm, $k = 0{,}05$ mm, $g = 2$ mm und

*) I. Teil ds. Jahrbuch 31, S. 105, 1928, Heft 4.

19) Von Anfangsgeschwindigkeiten sehen wir der Einfachheit halber ab. Die Wirkung dieser Vernachlässigung auf das Ergebnis ist ja durch Fig. 4 bereits geklärt.

20) m Masse, v Geschwindigkeit. ds Wegdifferential.

21) M. v. Laue, Ann. d. Phys. 59, 465, 1919

22) G. J. Elias, Ann. d. Phys. 78, 370, 1925

$a = 5$ mm angenommen und nach der Laueschen Theorie die Potentialfunktion für verschiedene Spannungsverhältnisse E_g/E_a berechnet; und zwar wurde dies ausgeführt für Aufpunkte, die auf fünf verschiedenen Fahrstrahlen α, β, γ, δ, ε lagen (Fig. 5). Die Ergebnisse zeigen die — stark ausgezogenen — Aequipotentiallinien der folgenden Fig. 6 und 7. In den ersten vier Beispielen (Fig. 6, a—c, und 7, d) ist $E_g > E_a$, in den letzten dreien (Fig. 7, e—g) ist $E_g < E_a$, bei Fig. 7, e ist

$$\frac{E_g}{E_a} = \frac{lg\frac{g}{k}}{lg\frac{a}{k}}$$

jedoch ist der Fehler, den man bei Gleichsetzung der beiden Ausdrücke begeht, verhältnismäßig sehr klein. Zunächst ist nämlich aus Symmetriegründen längs des Fahrstrahls α und bis zum Gitter auch längs γ ganz genau

$$\int \sqrt{\varphi} \cdot dr \equiv \int \sqrt{\varphi} \cdot ds.$$

Im übrigen Raume aber gelten folgende Ueberlegungen:

Wir betrachten in Fig. 8 die Bahn eines Elektrons von der Kathode K bis zu einem bestimmten Raumpunkt P, der z. B. auf dem Fahrstrahl ε liegen möge. Es mögen ferner die Punkte Q_1 Q_1', Q_2 Q_2' usw. jeweils auf einem konzentrischen Kreise liegen. Berechnen wir dann für die auf der wirklichen Bahn liegenden Punkte Q das $\int \sqrt{\varphi} \cdot ds$, für die auf dem Fahrstrahl ε liegenden Punkte Q' entsprechend das

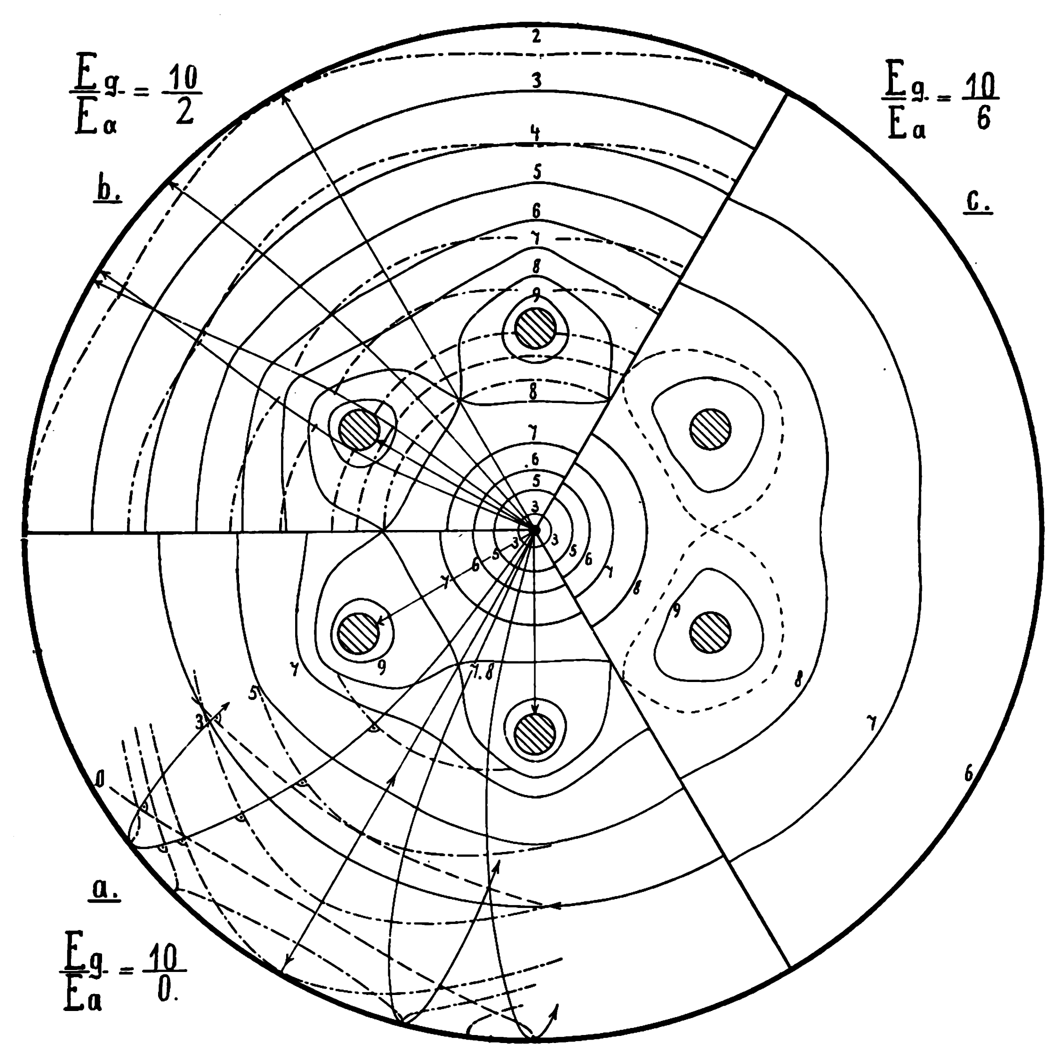


Fig. 6.
Aequipotentiallinien (stark ausgezogen), Linien konstanter Wirkung (strichpunktiert und — in a nach der Reflexion — gestrichelt); Elektronenbahnen (schwach ausgezogen).

2. Die Linien konstanter Wirkung.

Um von den Linien konstanten Potentials zu denen konstanter Wirkung zu gelangen, wurde für die fünf Fahrstrahlen α, β, γ, δ, ε die Größe $\sqrt{\varphi}$ über r aufgetragen und daraus dann durch graphische Integration

$$\int \sqrt{\varphi} \cdot dr \qquad \text{ermittelt.}$$

Das ist natürlich nicht ohne weiters identisch mit dem gesuchten

$$\int \sqrt{\varphi} \cdot ds$$

$\int \sqrt{\varphi} \cdot dr$, so ergibt sich aus Fig. 8, a u. b, und 6 u. 7, daß für alle Punkte Q stets der Weganteil des unter dem Integral stehenden Produkts größer, der Geschwindigkeitsanteil ($\sqrt{\varphi}$-anteil) dagegen kleiner ist als für die entsprechenden Punkte Q'; letzteres deshalb, weil in Fig. 6 und 8, a das Potential von den Gitterstegen aus in azimutaler Richtung fällt, während es in Fig. 7 u. 8, b ansteigt, m. a. W. weil stets das Potential in den Punkten Q niedriger ist als in den Punkten Q'.

Wir machen demnach bei der Berechnung der Wirkung mittels $\int \sqrt{\varphi} \cdot dr$ zwei Fehler, die sich aber mindestens

zum Teil gegenseitig aufheben. Wir können also unbedenklich in erster Annäherung

$$\int \sqrt{\varphi}\, dr = \int \sqrt{\varphi}\, ds$$

setzen, um so mehr, als das Endziel ja nur die Bestimmung der Stromverteilung ist, es also nur auf das Gebiet zwischen Glühdraht und Gitter ankommt, wo die Abweichungen überhaupt ganz gering sind.

In Fig. 6, a u. b und 7, e u. g sind eine Anzahl Wirkungslinien und Elektronenbahnen gezeichnet. Solange die Aequipotentiallinien konzentrische Kreise sind, sind es natürlich auch die Wirkungslinien. Im übrigen weichen

3. Der Einfluß der Dicke des Gitters.

Um nun den Einfluß der radialen Dicke des Gitters aufzuklären, wurden für das Spannungsverhältnis $E_g/E_a = 5$ bei sonst unveränderten Abmessungen die Elektronenbahnen einmal für einen Halbmesser der Gitterdrähte $\varrho = 0{,}2$ und einmal für $\varrho = 0{,}03$ mm in stark vergrößertem Maßstab (150 : 1) konstruiert. Insbesondere wurde das Winkelverhältnis β/α ermittelt. α ist, wie Fig. 9 zeigt, der durch die rein geometrischen Dimensionen festgelegte „Schattenwinkel". $\alpha/(360 - \alpha)$ ist dasselbe wie die oben eingeführte Größe F_g/F_l. Den „Ablenkungswinkel" β bestimmt man, indem man an diejenige Bahn, die das Gitter gerade noch berührt, vom Zentrum aus die Tangente legt.

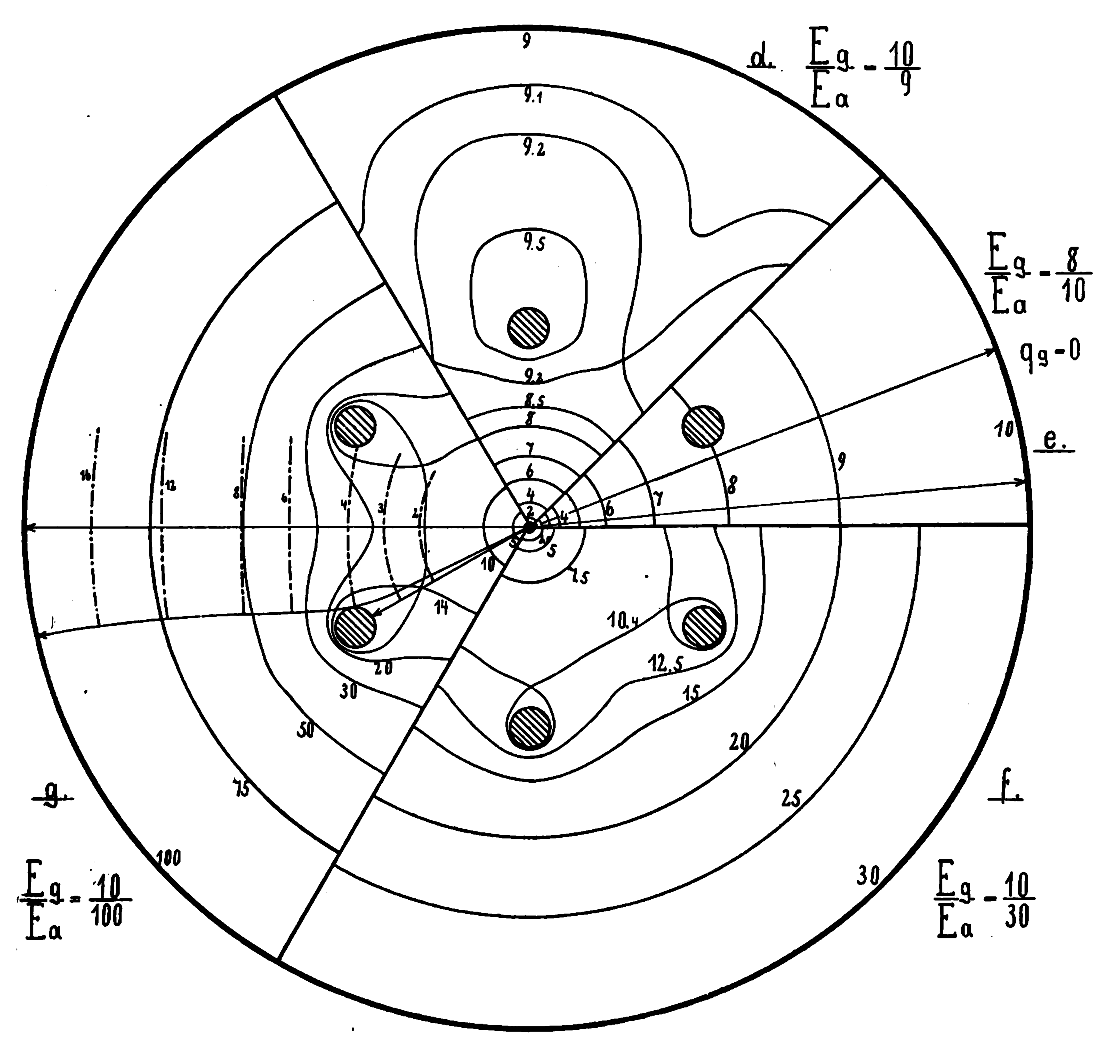


Fig. 7.
Aequipotentiallinien (stark ausgezogen); Linien konstanter Wirkung (strichpunktiert); Elektronenbahnen (schwach ausgezogen).

letztere um so mehr nach innen oder außen von Kreisen ab, je stärker der Potentialabfall oder -anstieg von den Gitterdrähten aus in azimutaler Richtung ist. Besonders interessant ist der Verlauf der Wirkungslinien im Fall 6, a, wo die Elektronen unmittelbar an der Anode oder — allgemeiner ausgedrückt — an der Aequipotentialfläche $\Phi = 0$ wieder umkehren. Die Wirkungslinien, die zu solchen zurückfliegenden Elektronen gehören, sind gestrichelt gezeichnet. Allerdings sind aus den oben angeführten Gründen die Teile der Bahnen, die in dem Raum zwischen Gitter und Anode liegen, sicher nur qualitativ richtig.

Für $E_g/E_a = lg\,\frac{g}{k}\,/lg\,\frac{r_a}{k}$ ist $\beta = 0$, für größere Werte von E_g/E_a ist β positiv, für kleinere negativ.

Durch die oben erwähnte graphische Konstruktion hat sich nun herausgestellt, daß z. B. bei $E_g/E_a = 5$ das Verhältnis β/α für $\varrho = 0{,}03$ über 10mal so groß ist als für $\varrho = 0{,}2$ (S. u. Tab. I). In gleichem Sinne, wenn auch in geringerem Maße[23]) ändert sich mithin auch die Strom-

[23]) Wegen der Art der Abhängigkeit: $J_g/J_a = \frac{\alpha+\beta}{360-(\alpha+\beta)}$ $(\alpha+\beta)$ könnte man mit „Schirmwinkel" oder „Abschirmung" bezeichnen. Man beachte, daß nur α eine Röhrenkonstante ist.

verteilung J_g/J_a! Je größer also ϱ, um so mehr wird die Anode bei der Stromverteilung bevorzugt.

Diese Erscheinung läßt sich folgendermaßen erklären. Man kann ϱ im wesentlichen auffassen als den Krümmungsradius der Gitterstege. Je größer dieser ist, um so kleiner wird der Potentialgradient in der Nähe der Stege. Nun hat der Gradient in radialer Richtung keinen nennenswerten

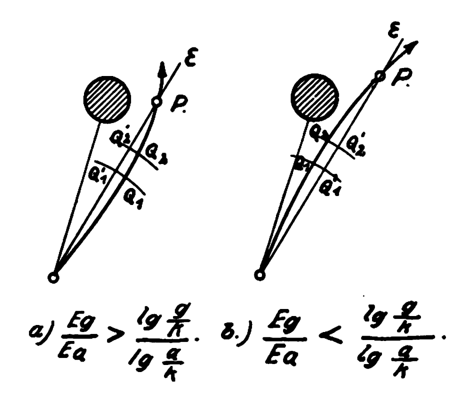


Fig. 8.
Zur Konstruktion der Linien konstanter Wirkung.

Einfluß auf die Bahnen der Elektronen, er bestimmt nur die Geschwindigkeit. Maßgebend ist nur der Gradient in azimutaler Richtung. Je kleiner aber dieser wird, um so mehr nähern sich die Linien konstanter Wirkung konzentrischen Kreisen, um so kleiner wird die ablenkende Wirkung des Gitters und damit das Verhältnis β/α, d. h. um so mehr wird die Elektrode mit dem niedrigeren Potential bevorzugt.

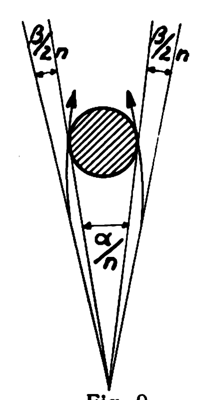


Fig. 9.
Schattenwinkel α und Ablenkungswinkel β.

Dies wird besonders klar, wenn man verschiedene Gitter mit gleichem F_g/F_i betrachtet, deren Stege also denselben Schattenwinkel α, aber verschiedenen Krümmungsradius in azimutaler Richtung haben. In Fig. 10 wird für a) β/α am größten, für c) am kleinsten.[24])

4. Experimentelle Bestätigung.

Die theoretische Stromverteilungsgleichung (6) ist nun aber gerade für Gitterstege von der Form 10, a abgeleitet worden. Beim Uebergang zu den Formen b oder c müssen wir also nach den obigen Ausführungen gerade die Abweichungen von der Theorie erwarten, die wir aus den Messungen am BF-Rohr tatsächlich schon experimentell gefunden haben. Es wird jetzt auch klar, weshalb die theoretische und die experimentelle Kurve gerade etwa bei

$$E_g/E_a = lg\frac{g}{k}/lg\frac{a}{k}$$

sich schneiden. Bei diesem Spannungsverhältnis ist nämlich der Potentialgradient in azimutaler Richtung in jedem Falle gleich, nämlich Null.

Zur weiteren Klärung wurde nun noch einerseits die Stromverteilung bei einem BE-Rohr gemessen, dessen Gitter aus hochkant gestellten Stegen bestand, also eine sehr große radiale Ausdehnung hatte. Anderseits wurde ein Versuchsrohr VR angefertigt, dessen Gitter aus Nickelfolienstreifen bestand, die nur $^1/_{100}$ mm dick waren. Die erhaltenen Kurven zeigt Fig. 11; die von der Theorie verlangten Unterschiede treten deutlich zutage. Daß die am Versuchsrohr gemessene Kurve sich der nach (6) berechneten — gestrichelt gezeichneten — nicht noch besser

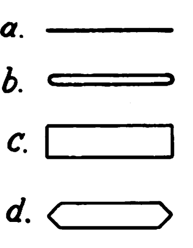


Fig. 10.
Verschiedene Gitterstegformen.

nähert, liegt an Folgendem: Erstens war beim Bau des Versuchsrohres sicher nicht volle Zylindersymmetrie erreicht, obgleich die Folienstreifen durch Schablonen geführt und einzeln mit kleinen Stahldrahtfedern gespannt waren. Zweitens aber ist in Fig. 11 der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten nicht berücksichtigt (vgl. Fig. 4).

In der Tab. I sind die Ergebnisse zusammengestellt. Die Werte beziehen sich auf das Spannungsverhältnis $E_g/E_a = 5$.

Abhängigkeit der Stromverteilung von der Gitterform.

Tabelle I

	β/α aus graphischer Konstruktion	Stromverteilung J_g/J_a I konstruiert	I gemessen	II Nach Gleich. (6) berechnet	Verhältnis I : II
BE-Rohr	—	—	0,22	0,52	0,42
Rohr mit $\varrho = 0,2$	0,05	0,25	—	0,59	0,43
BF-Rohr	—	—	0,49	0,78	0,63
Rohr mit $\varrho = 0,03$	0,65	0,055	—	0,074	0,75
Versuchsrohr	—	—	0,73	0,98	0,75

Alle Werte gelten für das Spannungsverhältnis $E_g/E_a = 5$.

Damit sind die theoretischen Grundlagen des Stromverteilungsproblems aufgedeckt, und es bleibt jetzt noch übrig, zu untersuchen, wie sich die Verhältnisse bei stärkerer Heizung — durch Auftreten von Raumladungen — und bei Weglassen des rotierenden Schalters — durch den Spannungsabfall im Glühdraht — ändern.

D. Die Stromverteilung bei normaler Heizung.

Zunächst wurde noch unter Beibehaltung des Baeyerschalters die Stromverteilung bei verschiedener Heizung gemessen. In Fig. 12 sind an einem Versuchsrohr erhaltene Ergebnisse dargestellt. Der Parameter ist die Sättigungs-

[24]) Die Vergrößerung der Auftrefffläche, besonders in Fall c, hat gegenüber dem eben besprochenen Effekt nur ganz geringe Bedeutung.

stromstärke J_s[25]). Die Kurve für $J_s = 3 \cdot 10^{-6}$ Amp. deckte sich vollständig mit der für $J_s = 3 \cdot 10^{-7}$ Amp. gefundenen. Unterhalb $J_s = 10^{-6}$ Amp. waren also sicher keine Raumladungen vorhanden[26]). Wurde die Heizung dagegen noch weiter verstärkt, so trat eine rasch wachsende Verflachung der Kurven ein. Bei näherer Betrachtung zeigt sich, daß wir es hier mit zwei verschiedenen Erscheinungen zu tun haben; erstens bildet sich eine Elektronenwolke um den Glühdraht herum aus, zweitens können aber auch vor der Anode Raumladungen auftreten.

1. Die Elektronenwolke um den Glühdraht.

Zur Untersuchung des ersten Effekts wurde an einem *BF*-Rohr, das an die Pumpe angeschmolzen und gut entgast war, die Stromverteilung J_g/J_a bei verschiedener Steuerspannung $E_{st} = E_g = E_a$ gemessen. Der Heizstrom

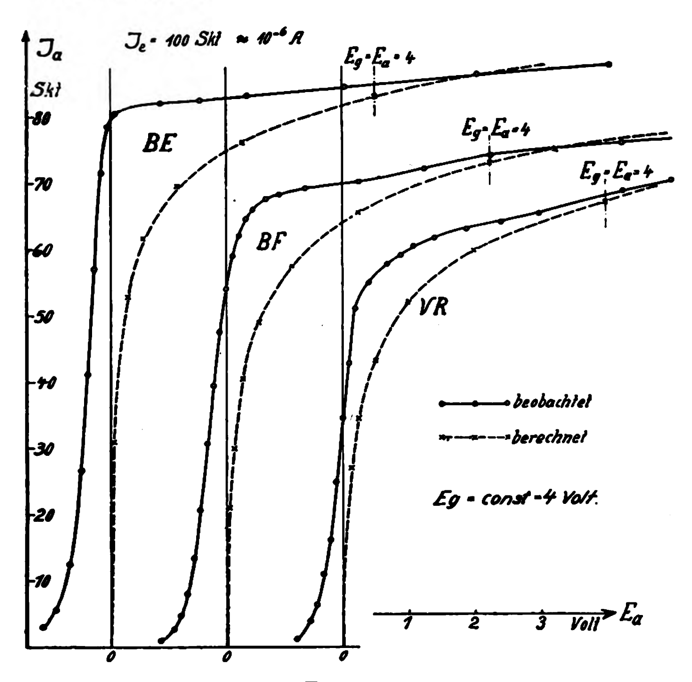


Fig. 11.
Der Einfluß der Dicke des Gitters.

wurde konstant gehalten, die Temperatur war etwa gleich der bei normalem Betrieb. Dem entsprach ein Sättigungsstrom von etwa 4,5 mA. Fig. 13 zeigt die Raumladungscharakteristik des Rohres und gleichzeitig den Verlauf der Stromverteilung. Dort, wo die Charakteristik umbiegt, setzt eine mit fallender Spannung immer stärker werdende Bevorzugung des Gitters ein. Den Grund für diese Erscheinung läßt ein Blick auf die theoretische Stromverteilungsformel (6) erkennen. In diese Gleichung geht der Halbmesser k des Glühdrahts ein. Nun bildet sich bei starker Heizung eine Elektronenwolke um die Kathode aus, das Potential hat in bestimmter Entfernung von dieser ein Minimum; man muß also nicht mehr die Drahtoberfläche als Elektronenquelle betrachten, sondern die Fläche des Minimumpotentialzylinders. Dessen Halbmesser k' ist statt k in (6) einzusetzen. In der Tat wird cet. par. J_g/J_a um so größer, je größer k' ist.

Man kann nun umgekehrt versuchen, aus den Meßwerten die Dicke der Raumladungswolke zu berechnen. Dabei erweist es sich als vorteilhaft, daß als unabhängige Veränderliche $E_{st} = E_g = E_a$ gewählt wurde, denn dabei ist einfach $J_g/J_a = \mu$; d. h. die Tiefe des Minimumpotentials geht in die Rechnung überhaupt nicht ein. Außerdem

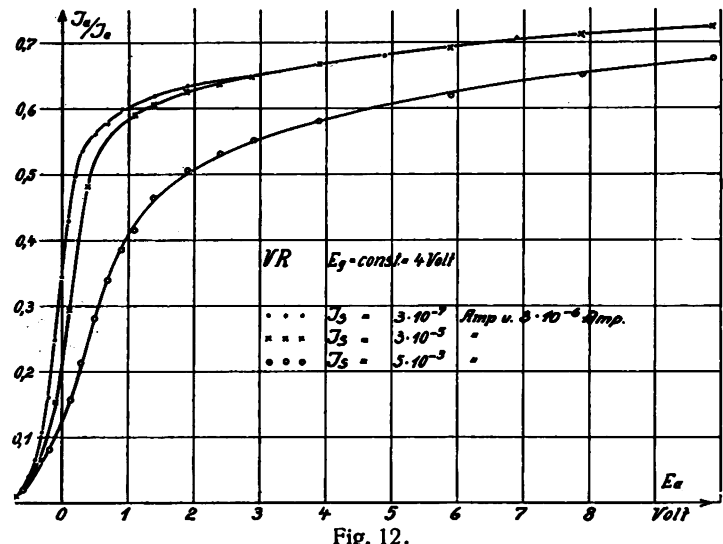


Fig. 12.
Die Wirkung der Raumladung bei einem Versuchsrohr.

gilt dort, wie wir oben gesehen haben, die Formel (6) mit sehr großer Genauigkeit. Experimentell bestimmt wurde nun das Verhältnis

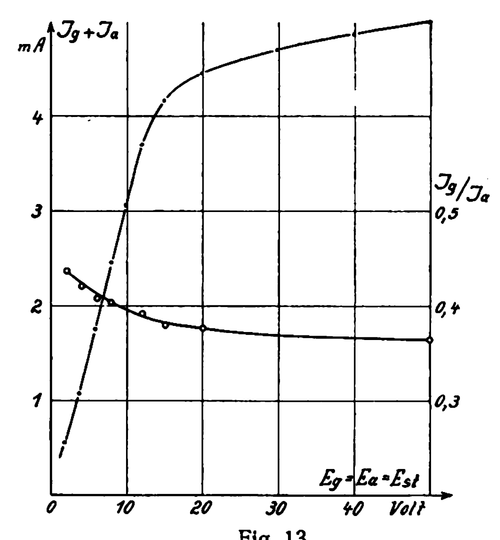


Fig. 13.
Raumladungskennlinie und Abhängigkeit der Stromverteilung von der Stärke der Raumladung.

$$\left(\frac{\mu'}{\mu}\right)^2 = \lambda^2 = \frac{lg\,\frac{a}{k'}}{lg\,\frac{g}{k'}} : \frac{lg\,\frac{a}{k}}{lg\,\frac{g}{k}} = \frac{lg\,\frac{a}{k'}}{lg\,\frac{g}{k'}} \cdot \frac{1}{1{,}22}$$

Daraus erhält man durch eine kurze Rechnung

$$k' = \sqrt[0{,}22\,\lambda^2]{\frac{g^{1{,}22\,\lambda^2}}{a}}$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle II vereinigt. Die Konstante

[25]) Das Verhältnis der Zeiten t_1 bzw. t_2, in denen der Emissionsstrom fließen bzw. nicht fließen konnte, war $t_1/t_2 = 1/1{,}85$. Da die Kathodentemperatur völlig konstant war, mußten also die von den Instrumenten angezeigten Elektronenstromstärken einfach mit 2,85 multipliziert werden, um die zu der betreffenden Temperatur gehörenden Werte zu erhalten.

[26]) Das ist selbstverständlich keine allgemein gültige Grenze; diese ist vielmehr stark abhängig von den geometrischen Abmessungen der Röhre. Beim *BF*-Rohr z. B. waren bis zu $J_s = 10^{-5}$ Amp. keine Raumladungswirkungen zu bemerken.

μ ergab sich aus den Messungen mit geringen Strömen (ohne Raumladung) zu 0,36.

Tabelle II.
Die Dicke der Raumladungswolke.

$E_g = E_a$ Volt	μ'/μ	k' mm
2	1,21	0,43
3	1,18	0,35
4	1,16	0,27
6	1,13	0,20
8	1,11	0.16
12	1,09	0,13
15	1,06	0,09
20	1,04	0,06
50	1,00	0,04 = k

In gleicher Weise wurde noch für $E_g = E_a = 2$ die Größe k' in Abhängigkeit von der Heizstromstärke bestimmt (Tabelle III).

Tabelle III.
Die Dicke der Raumladungswolke.
$E_g = E_a = 2$

J_h	μ'/μ	k'
0,57	1,15	0,24
0,67	1,21	0,43
0,77	1,26	0,65
0,87	1,32	1,00

Bei $J_h = 0,92$ brannte der Glühdraht durch.

Bei der vorstehenden Berechnung ist vorausgesetzt, daß (für $q_g = 0$) die Spannung von der Stelle des Minimumpotentials an logarithmisch ansteigt. Das ist sicher nicht ganz richtig, denn erstens ist im Potentialminimum $dE/dr = 0$, zweitens aber ändert sich, wenigstens bei sehr großer Raumladungsdichte, das Potential sicher nicht mit dem Logarithmus, sondern mit $r^{2/3}$.

Das folgt aus der bekannten Raumladungsformel

$$J = \frac{\text{const.}}{r} \cdot E^{3/2}$$

aus der sich für konstanten Strom J ergibt, daß

$$E \sim r^{2/3}$$

Zwischen den zwei Gebieten nichtexistierender bzw. sehr großer Raumladung, in denen sich das Potential logarithmisch bzw. mit der Potenz ⅔ ändert, muß ein Uebergangsgebiet bestehen. Wo dieses anfängt und aufhört, läßt sich von vornherein nicht sagen. Man kann sich aber vielleicht einen ungefähren Aufschluß darüber verschaffen, wenn man einmal die Dicke der Raumladungswolke unter der Voraussetzung berechnet, daß die Spannung vom Minimumpotential an mit $r^{2/3}$ ansteigt.

Wir brauchen dazu nur eine der Gleichung (6) analoge Gleichung anzusetzen. In dieser wird

$$\mu' = \frac{F_g}{F_l} \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)^{2/3}}$$

Dabei bedeuten α und γ die radialen Abstände der Anode und des Gitters von der Fläche des Minimumpotentialzylinders.

Da $F_g/F_l = 0,33$ war, so folgt daraus

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \left(\frac{\mu'}{0,33}\right)^3$$

Anderseits war $\alpha - \gamma = a - g = 3,3$, so daß sich α und γ und damit k' mit Hilfe der gemessenen Werte von μ' leicht berechnen ließen.

Es ergab sich nun überraschenderweise, daß für sämtliche Werte von Tabelle II $\gamma > g$, d. h. $k' < 0$ herauskam, was natürlich unmöglich ist. Erst in Tabelle III wurde bei $J_h = 0,77$ $k' = 0,2$, bei $J_h = 0,87$ $k' = 0,6$ mm. Diese Resultate legen den Schluß nahe, daß der Spannungsverlauf fast bei allen Messungen noch nahezu logarithmisch war[27]).

Alles in allem muß man sagen, daß die in den Tabellen II und III verzeichneten Werte von k' nur die oberen Grenzwerte darstellen, der Größenordnung nach aber wohl sicher richtig sind. Berücksichtigt man das, so erkennt man aus Fig. 14, die die Werte von Tabelle II wiedergibt, daß die Dicke der Elektronenwolke allerdings bei kleinen Spannungen sehr rasch wächst. Das ist ja auch zu erwarten. Dagegen spricht der Verlauf der Kurve durchaus nicht unbedingt dafür, daß die Elektronenwolke bei der Spannung 0 bis zum Gitter vordringt. (Diese Ansicht findet sich teilweise in der Literatur vertreten.) Man muß wohl vielmehr nur annehmen, daß die Dicke der Wolke etwa bei der Spannung 0 ein Maximum besitzt. Mit wachsender Gegenspannung muß sie, wie man leicht einsieht, wieder zurückgehen, da die vom Glühdraht emittierten Elektronen ja nur gegen eine bestimmte Gegenspannung anlaufen können[28]).

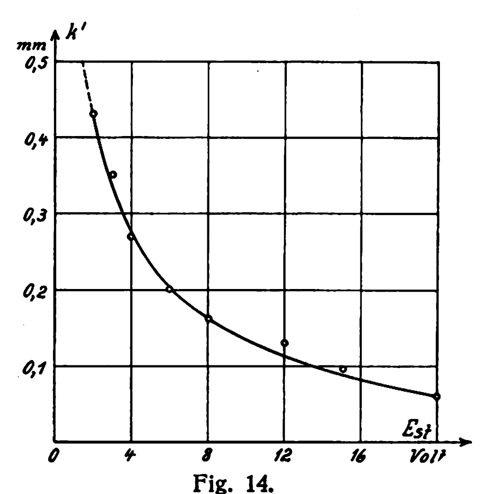


Fig. 14.
Die Dicke der Raumladungswolke.

2. Die Raumladung vor der Anode.

Wie schon erwähnt, können auch in dem Gebiet zwischen Gitter und Anode Raumladungen auftreten. Zur

27) Eine Berücksichtigung des Faktors β^2 der genauen Langmuirschen Gleichung

$$J = \frac{\text{const}}{r\,\beta^2} \cdot E^{3/2}$$

ändert nichts. Es wäre einfach zu setzen

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \left(\frac{\mu'}{0,33}\right)^3 \cdot \left(\frac{\beta_g}{\beta_a}\right)^2$$

Das Korrekturglied ist aber stets, wenn auch nur wenig, kleiner als 1.

28) In diesem Zusammenhang mag auf die Arbeit von A. Wehnelt und G. Bley. (Zs. f. Phys. 35, 338, 1926) hingewiesen werden, in der für ebene Elektroden die Dicke der Raumladungswolke aus der Ablenkung eines Kathodenstrahles bestimmt wird. Es wäre interessant, diese Messungen mit in der oben behandelten Weise an ebener Anordnung anzustellenden Versuchen zu vergleichen.

Klärung dieser Frage sollen die Fig. 15 und 16 dienen. Dort ist für die konstanten Gitterspannungen von 20 und 5 Volt das Verhältnis J_a/J_e über E_a aufgetragen. (Man beachte, daß vor allem in Fig. 16, ebenso wie früher in Fig. 12, der Gesamtstrom J_e nicht konstant war!) Die Kurven für $J_s = 4{,}5$ mA (b) liegen stets unterhalb deren für $J_s = 7 \cdot 10^{-7}$ Amp. (a). Daß dies auch bei höheren Anodenspannungen noch der Fall ist, liegt an der eben besprochenen Wirkung der Elektronenwolke um den Glühdraht. Deren Dicke ist ja nur abhängig von der Steuerspannung.

Man erkennt aber ferner aus der starken Rechtsverschiebung der Kurve für $J_s = 4{,}5$ mA bei sehr kleinen Anodenspannungen in Fig. 15, daß sich dort in der Tat eine Raumladung vor der Anode ausbildet. In Fig. 16 ist von diesem Effekt fast nichts mehr zu bemerken[29]), da dort

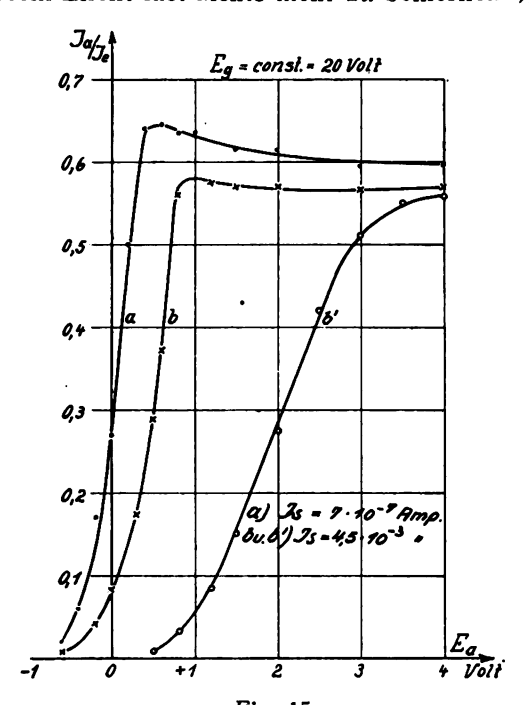


Fig. 15.
Raumladungen vor der Anode. a und b mit, b' ohne Baeyerschalter. Bei b und b' war $E_h = 3{,}5$ Volt.

auch die Gitter- und damit die Steuerspannung, folglich auch die Stromdichte zwischen Gitter und Anode klein sind. Wurde anderseits die Gitterspannung höher als 20 Volt gemacht, so wurde die Rechtsverschiebung der 4,5-mA-Kurven ebenfalls geringer, da bei wachsendem E_g das Potential vom Gitter zur Anode immer steiler abfällt. Infolgedessen rückt die Grenze, bei der sich evtl. Elektronen stauen, um dann zum Gitter zurückzukehren, näher an die Anode heran; die Möglichkeit der Bildung einer Raumladung wird geringer.

Ein merklicher Einfluß des behandelten Effekts war bei allen Messungen nur bei geringsten Anodenspannungen — unterhalb von etwa 0,8 Volt — nachzuweisen.

3. Der Spannungsabfall im Glühdraht.

In Fig. 15 ist auch eine Kurve (b') mit eingezeichnet, die sich beim Arbeiten ohne Baeyerschalter ergab. Man könnte zunächst erwarten, daß der Anfang der Kurven (b) und (b') bei ein und derselben Anodenspannung liegen müßte. Die auftretende Verschiebung erklärt sich daraus, daß für den Beginn des Anstiegs nicht das negative Ende des ganzen Heizdrahts, sondern nur das des wirklich emittierenden Teiles maßgebend ist.

Eine einfache Ueberlegung zeigt, daß man aus derartigen Messungen die Länge des wirklich emittierenden Teiles in % der Gesamtlänge — die „wirksame Länge" — ermitteln kann. In Fig. 17[30]) sind die beiden äußeren Kurven (2 und 3) ohne, die mittlere (1) mit Baeyerschalter gemessen. Bei 2 war das negative, bei 3 das positive Ende des Glühdrahts Spannungsbezugspunkt. Die völlig parallelen, um die volle Heizspannung $E_h = 1{,}35$ Volt gegeneinander verschobenen Kurven 2 und 3 laufen um den Spannungsabfall längs des wirksamen Teiles flacher als die mittlere, mit Schalter aufgenommene Kurve 1. Die wirksame Länge ist also bei $J_e = 10^{-4}$ Amp. gleich $100 \cdot 0{,}27/1{,}35 = 20\%$.

In derselben Weise wurde bei $J_e = 10^{-5}$ Amp. ca. 13%, bei $J_e = 4{,}5$ mA (vgl. Fig. 15) etwa 50 bis 60% gefunden[31]).

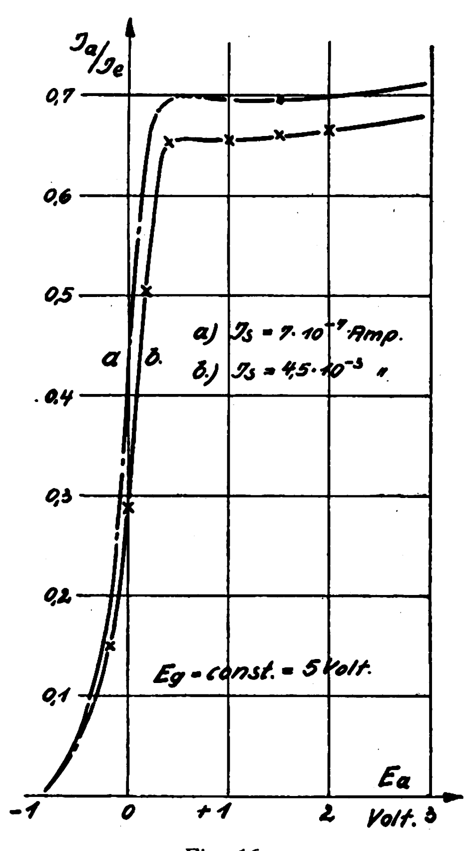


Fig. 16.
Raumladung vor der Anode mit Baeyerschalter.

Bei sehr niedriger Heizung ($J_e < 10^{-6}$ Amp.) waren alle drei Kurven vollständig parallel und je um $^1/_2 E_h$ verschoben. Bei der entsprechenden niedrigen Temperatur emittiert demnach nur die Mitte des Glühdrahts nahezu punktförmig.

Diese Tatsache bietet einen ganz außerordentlichen Vorteil bei der experimentellen Untersuchung. Man kann,

[29]) Diese Tatsache ist gleichzeitig ein Beweis dafür, daß die Verschiebung in Fig. 15 nicht auf eine etwa durch den Temperaturunterschied verursachte Voltaspannungsänderung zurückzuführen ist.

[30]) Die Kontaktpotentiale wurden hier nicht bestimmt, die Spannungen sind also nicht korrigiert.

[31]) Wegen der Krümmungen der Kennlinien — besonders im letzten Fall — kann die wirksame Länge natürlich nur annähernd bestimmt werden. Streng genommen müßte man übrigens auch noch berücksichtigen, daß die Heizspannung sich wegen der Art des Temperaturgefälles längs des Drahtes und der durch dieses bedingten Unterschiede im Widerstand je Längeneinheit nicht linear ändert.

wenigstens bei allen orientierenden Messungen, auf den rotierenden Schalter verzichten, wobei es sich natürlich trotzdem empfiehlt, ab und zu Kontrollversuche mit Schalter auszuführen. Dieses Verfahren kann auch zweckmäßigerweise benutzt werden, um zu entscheiden, ob der Schalter einwandfrei arbeitet. Ein den Vorversuchen entnommenes Beispiel dafür gibt Fig. 18 mit den zugehörigen Bemerkungen

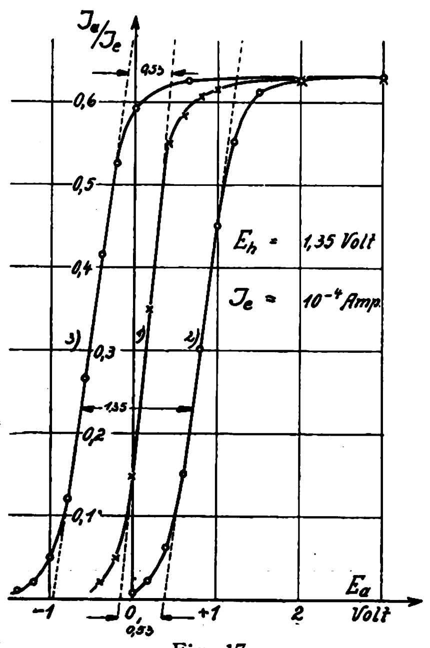


Fig. 17.
Wirksame Länge des Glühdrahts.

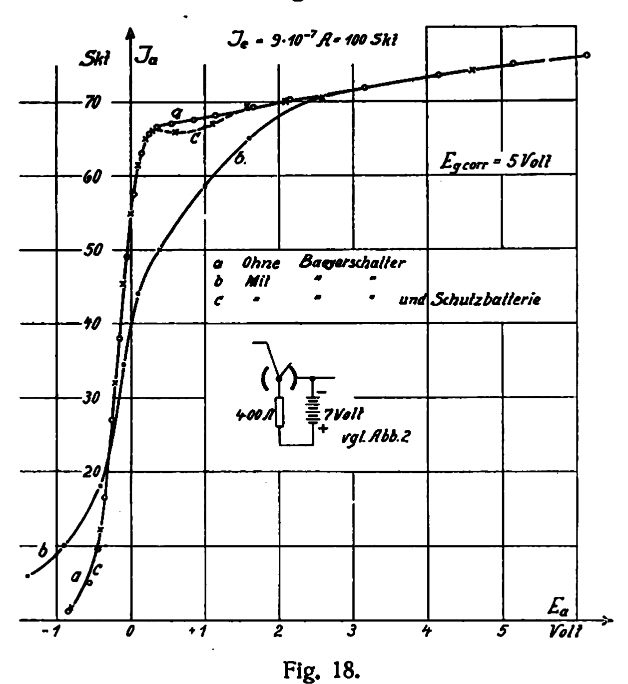


Fig. 18.
Prüfung des Baeyerschalters.
Die Einbuchtung bei c verschwand, wenn die Schutzspannung auf 12 Volt erhöht wurde. Auch bei 50 Volt und R = 20000 Ω erhielt man eine mit a sich völlig deckende Kurve.

Dort sind auch für die ohne Schalter aufgenommene Kurve die Spannungen auf die Mitte des Glühdrahts bezogen. Es wurde also, da ans negative Ende angeschlossen war, einfach gesetzt

$$E_{corr} = E - {}^1/_2\, E_h$$

Dazu ist man allerdings, streng genommen, nur berechtigt, wenn das wirksame Stück des Heizdrahts genau in der Mitte liegt. Das ließ sich aber leicht experimentell sicherstellen. Die in Fig. 19 eingetragenen Kurven wurden erhalten, wenn das eine oder andere Ende (I, II bzw. III, IV), und wenn das negative oder positive Ende des Drahtes Bezugspunkt war (I, III bzw. II, IV). Eine nähere Betrachtung, die wegen Raummangels hier nicht ausgeführt werden kann, ergibt, daß die Verschiebung des wirksamen Stücks aus dem Mittelpunkt gleich ist dem halben Abstand der Kurven I und III oder II und IV. In dem Beispiel von Fig. 19 ist die Verschiebung in % der gesamten Drahtlänge demnach $^1/_4(1{,}4-1{,}3)\dfrac{100}{1{,}35} \approx 2\%$. Die Unsymmetrie ist also so gering, daß sie vernachlässigt werden kann.

In vielen Fällen dürfte es sich vielleicht ganz allgemein empfehlen, die Mitte des Glühdrahts als Spannungsnullpunkt einzuführen; um so mehr, als nach den mitgeteilten Ergebnissen die wirksame Länge auch bei höheren Temperaturen verhältnismäßig klein ist, jedenfalls viel kleiner, als bisher wohl vielfach angenommen wurde[32].

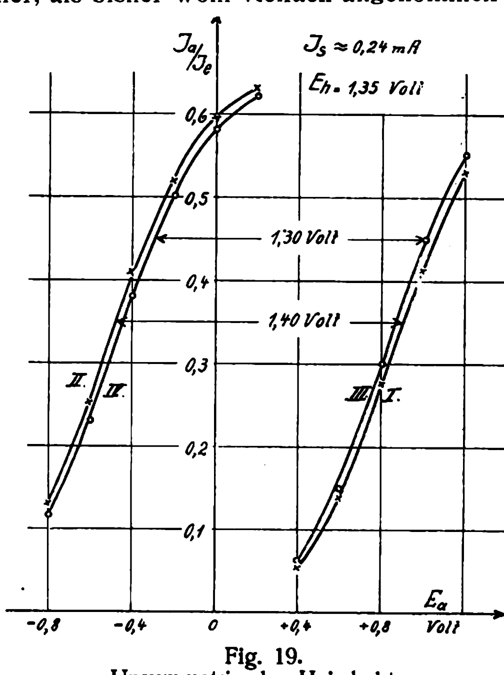


Fig. 19.
Unsymmetrie des Heizdrahts.

Diese Tatsache hat eine große praktische Bedeutung für die Raumladungscharakteristik, denn in der bekannten Gleichung

$$J = \frac{2\sqrt{2}}{9}\sqrt{\frac{\varepsilon}{m}}\,\frac{l}{r\beta^2}\,E^{3/2} \tag{14}$$

ist ja für l die wirksame Länge einzusetzen[33].

(Schluß folgt.)

(Eingegangen am 22. Dezember 1927.)

[32]) Die zunächst überraschend geringe Länge des wirksamen Teiles wird verständlich, wenn man sich vergegenwärtigt, daß (bei normaler Heizung) zwischen der Mitte und den Enden des Glühdrahts ein Temperaturunterschied von ca. 1700° besteht, und daß die Elektronenemission außerordentlich rasch mit der Temperatur sich ändert. Die wirksame Länge ist übrigens — wegen des Einflusses der Wärmeleitung — um so kleiner, je kürzer und dicker der Heizdraht ist. Sie wächst mit der Temperatur, weil mit dieser (mit T^4) die elektromagnetische Strahlung und damit die Abflachung des Scheitels der Temperaturkurve wächst. (Rein infolge der Wärmeableitung würde die Temperatur von der Mitte aus parabolisch nach beiden Seiten abfallen.)

[33]) Auf Einsetzung eines viel zu großen Wertes für l sind z. B. die Ergebnisse einer Arbeit: „Über die Charakteristik der Elektronenröhren" von Greinacher zurückzuführen. (H. Greinacher, Zs. f. Phys. 11, 239, 1922.)

Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen.

99. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

Von **Franz Eisner, Heinrich Faßbender** und **Georg Kurlbaum.**

(Fortsetzung und Schluß.*)

II. Strahlungsmessungen an Antennen.

4. Beschreibung des verwandten Verfahrens zur Strahlungsmessung an der Flugzeug- und Bodenstation.

Die im folgenden beschriebenen Strahlungsmessungen wurden vorgenommen, um erstens über die Strahlungsleistung des Flugzeug- bzw. Bodensenders Klarheit zu bekommen, zweitens um auch die Empfangsfeldstärken überhaupt kennen zu lernen, womit die Grundlage für eine objektive Beurteilung der Reichweiten von Flugzeug- und Bodensendern geschaffen werden soll.

Jede Feldstärkenmessung beruht darauf, daß am Empfangsort der Strom in einer Antenne gemessen wird. Ist die Antenne bekannt, so läßt sich dann die Empfangsfeldstärke berechnen. Die verschiedenen Verfahren zur Feldstärkenmessung unterscheiden sich im wesentlichen in der Art, wie der meist sehr kleine Empfangsstrom festgestellt wird, und in der Art der verwendeten Antennen. Bei den später beschriebenen Versuchen nach dem im

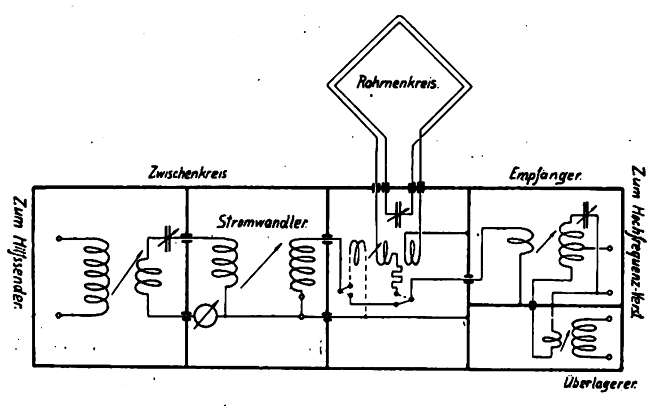


Fig. 12.
Feldstärkenmeßgerät nach Anders.

Telegraphen-Technischen Reichsamt entwickelten Verfahren von G. Anders[7]) wurde eine Empfangsrahmenantenne mit $A = 2$ m² Fläche und $n = 2 \times 4$ Windungen blanker Antennenlitze benutzt. Die Litze war durch Pertinaxrollen isoliert. Der Empfangsrahmen wird abgestimmt und der Rahmenstrom I_R in dem 5-Röhren-Neutrodyn-Empfänger des Feldstärken-Meßgeräts empfangen. In Fig. 12 ist ein grundsätzliches Schaltbild des Feldstärkenmeßgerätes gegeben. Der Ausgangstransformator der letzten Röhre war mit einem Einfaden-Elektrometer in idiostatischer Schaltung verbunden. Nachdem der Empfänger eingestellt und das Elektrometer abgelesen ist, wird an Stelle des Rahmenkreises über einen Stromwandler ein Hilfssender gleicher Frequenz an den Empfänger angeschaltet. Der Primärstrom I_1 des Stromwandlers wird mittels Baretters gemessen und wird so einreguliert, daß das Elektrometer den gleichen Ausschlag wie bei Ankopplung an den Empfangsrahmen gibt. Dann ist der Empfangsstrom I_2 gleich dem Strom I_1 des Hilfssenders, dividiert durch das Uebersetzungsverhältnis u des Stromwandlers. Ist außerdem der Widerstand des Rahmenkreises R_R bekannt, der nach dem Verfahren mittels Zusatzwider-

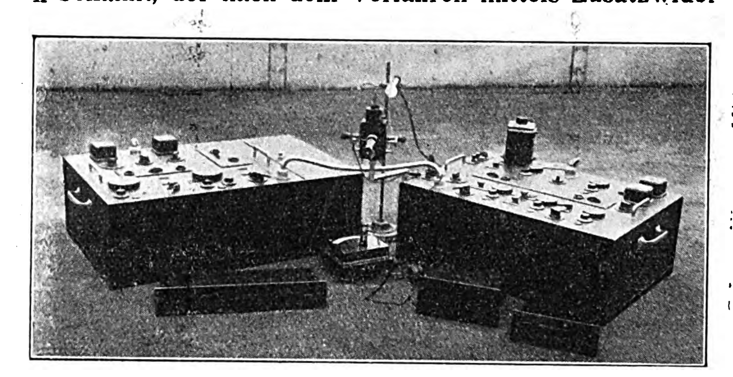


Fig. 13.
Feldstärkenmeßgerät nach Dr. Anders.

ständen, die im Rahmenkreis vorgesehen sind, bestimmt werden kann, so ist die im Rahmen erzeugte Spannung $E_2 = I_2 \cdot R_R$. Die Empfangsfeldstärke ergibt sich zu

$$\mathfrak{E} = \frac{E_2 \cdot \lambda}{2\pi \cdot A \cdot n} \text{ Volt}/m \qquad (4)$$

Errechnet man hieraus unter Berücksichtigung der

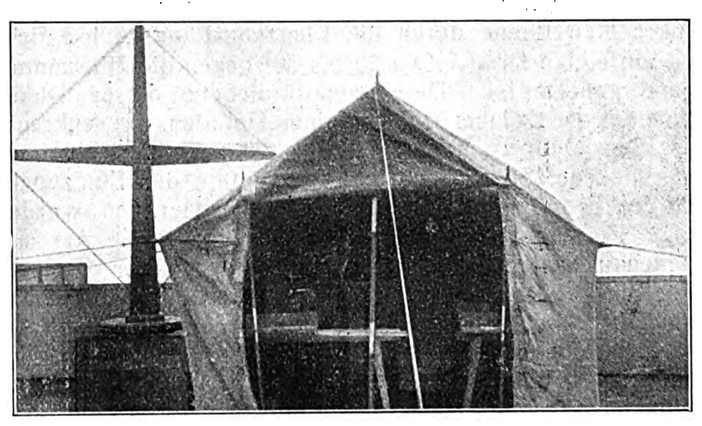


Fig. 14.
Aufbau des Feldstärkenmeßgerätes mit Rahmenantenne auf dem Goerzturm, Friedenau.

Entfernung d (in Metern) des Senders vom Empfänger und unter der Annahme verlustloser Wellenausbreitung die Strahlungsleistung N_s des Senders, so ergibt sich

$$N_s = 0{,}0111 \cdot d^2 \cdot \mathfrak{E}^2 \text{ Watt.} \qquad (5)$$

Das Gerät wird von der AEG gebaut und besteht aus je einem Metallkasten für den Sender und Empfänger, in

*) I. Teil ds. Jahrbuch 31, S. 109, 1928, Heft 4.
[7]) G. Anders: Elektr. Nachrichten Technik. 2, 401, 1925; Referat ds. Jahrb. 28, S. 91, 1926.

denen alle Teile gut gegeneinander abgeschirmt untergebracht sind; nur die Schalter und Kontrollinstrumente befinden sich außerhalb. Die äußere Ansicht zeigt Fig. 13.

Man ist mittels dieses Gerätes in der Lage, schnell hintereinander in zuverlässiger Weise Empfangsfeldstärken-Messungen bis zu etwa $10 \frac{\mu\,\text{Volt}}{m}$ ausführen zu können. Durch Verwendung verschiedener Einsätze kann der Wellenbereich in großen Grenzen geändert werden. Leider ist der Wellenbereich nach unten noch bei etwa 80 m begrenzt.

Die angegebenen Formeln sind richtig, wenn sich der Empfänger in der Aequatorialebene der Sende-Hochantenne

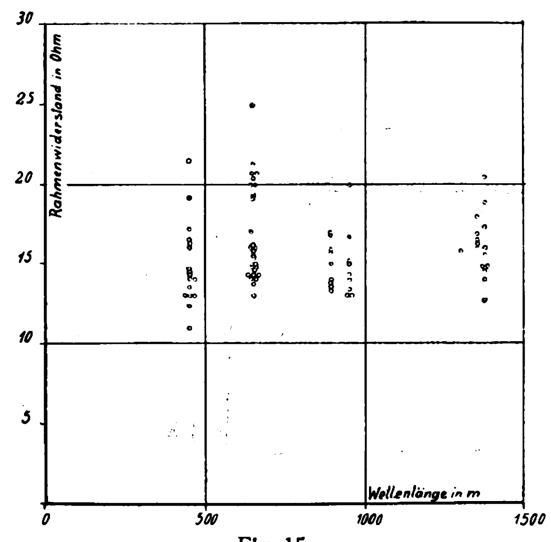


Fig. 15.
Widerstände des Empfangsrahmens.

befindet. Sie gelten also für alle Bodenstationen, deren Antennen man stets als einen aus vielen Dipolen zusammengesetzten Dipol ansehen kann, dessen eine Hälfte unter der Erdoberfläche liegt. Bei der Flugzeugstation ist das nicht möglich. Das Flugzeug mit seiner Antenne wird man im allgemeinen als einen Dipol auffassen können, der in einer senkrechten Ebene durch die Flugzeug-Längs-Achse liegt und um einige Grad (etwa 20 bis 30) gegen die Horizontalebene geneigt ist. Die Aequatorialebene dieses Dipols schneidet die Erdoberfläche in einer Geraden, die senkrecht zur Flugrichtung um eine gewisse, je nach der Flughöhe verschiedene, Strecke vor der Projektion des Flugzeuges auf die Erdoberfläche liegt. In dieser Geraden würden obige Formeln gelten, wenn die Erde auf die Art der Wellenausbreitung keinen Einfluß hätte; unter $\mathfrak{E}$ wäre dann die Feldstärke senkrecht zu dieser Linie und parallel zum Dipol zu verstehen. Wo die Dipolverlängerung die Erdoberfläche schneidet, dürfte gar kein Empfang möglich sein. Tatsächlich muß jedoch infolge der Leitfähigkeit des Erdbodens an der Erdoberfläche die elektrische Feldstärke senkrecht auf dem Erdboden stehen, die Wellenfront also auf dem Weg vom Flugzeug zur Erde eine Drehung erfahren. Daraus folgt, daß für eine Flugzeugstation ein Rückschluß von der an einem Empfangsort an der Erdoberfläche gemessenen Feldstärke auf die Strahlungsleistung N_s nicht möglich ist. Die in den Zahlentafeln 7 und 10 bis 14 errechneten Werte für N_s, sind also, soweit sie sich auf Flugzeugstrahlungen beziehen, fiktive Werte. Man kann sie deuten als zu einer Bodenstation gehörig, die sich unterhalb des Flugzeuges auf der Erde befindet. Berechnet man also aus der Strahlungsleistung N_s den Strahlungswiderstand R_s der Antenne nach der Gleichung $J^2_{\text{int}} \cdot R_s = N_s$, so ist das für die Bodenstation erlaubt, für die Flugzeugstation erhält man jedoch ebenfalls einen fiktiven Wert. Aus den gemessenen Werten für N_s darf man also auch nicht auf den wirklichen Wirkungsgrad der Flugzeugantenne schließen. Trotzdem haben wir in Zahlentafel 14 auch für die Flugzeugstation die fiktiven Wirkungsgrade η_s eingesetzt und in Fig. 25 aufgetragen, da sie einen gewissen Anhalt für die Vorstellung geben.

Tafel 5

Strahlungsmessungen an der Bodenstation während eines Tages (9. 11. 27).

Wetter: Leichter Regen. Wellenlänge: 650 m.

Versuchsnummer	Zeit	Rahmenwiderstand Ohm	$\mathfrak{E}$ in $\frac{V}{m}\,10^{-6}$	N_s Watt
1 (27)	10.49	20,7	788	1,40
2 (28)	11.50	20,4	770	1,35
3 (29)	12.43	19,4	769	1,34
4 (30)	13.59	20,0	758	1,30
5 (31)	14.48	21,3	748	1,26
6 (32)	15.47	20,7	736	1,22
7 (33)	16.50	20,0	732	1,21

Die eingeklammerten Versuchsnummern beziehen sich auf die entsprechenden Versuche in Zahlentafel 12.

Bei diesen Strahlungsmessungen befand sich der Empfänger, d. h. also das Feldstärkenmeßgerät auf dem Goerzturm[8]) in Friedenau in einer Entfernung von 14,3 km

Tafel 6

Rechnungsgang einer Strahlungsmessung an der Bodenstation ($\lambda = 950$ m).

Zeit	u	I_1 in Amp. · 10^{-6}	$I_2 = \frac{I_1}{u}$ in Amp. · 10^{-6}	R_z	I_S	$\frac{I_s}{I_2}$	I_2 reduziert
13.09,5	48	225	4,68	0	1,94	4,13.10⁵	3,87
13.12	103	323	3,14	8	1,88	6,00.10⁵	
13.14	103	232	2,25	16	1,85	8,21.10⁵	
13.15,5	103	151	1,47	32	1,82	12,4 .10⁵	
13.17	48	215	4,48	0	1,78	3,96.10⁵	4,05

$R_{\text{Rahmen}} = 15{,}2$ Ohm.
$I_{2\ \text{reduziert}}\ 3{,}95 \cdot 10^{-6}$ Amp. (Mittelwert).
$E_2 = 15{,}2 \cdot 3{,}95 = 60 \cdot 10^{-6}$ Volt.
$\mathfrak{E} = 569 \cdot 10^{-6}\ \frac{\text{Volt}}{\text{m}}$
$N_s = 0{,}73$ Watt.

Hierin bedeutet: u das Uebersetzungsverhältnis des Stromwandlers im Feldstärkenmeßgerät.
I_1 Primärstrom des Stromwandlers.
I_2 Sekundärstrom des Stromwandlers = Rahmenstrom.
$I_{2\ \text{reduziert}}$ = Rahmenstrom, reduziert auf einen Senderstrom von 1,6 Amp.
I_s Strom in der Sendeantenne.
E_2, $\mathfrak{E}$ und N_s siehe Seite 8.

[8]) jetzt zu den Werkstätten der AEG-Rheinstraße gehörig.

von der Bodenstation Adlershof. Zum Schutz gegen Regen und Wind war es in einem Zelt untergebracht, den Aufbau zeigt Fig. 14. Die Antenne war in Richtung des stärksten Empfanges gedreht und mit Hanfseilen nach drei Richtungen hin abgespannt.

Das Meßverfahren soll zunächst an Hand einer Messung an der Bodenstation erläutert werden.

Die Bodenstation sendete nach einem genau vereinbarten Plan zu verabredeten Zeiten während einer Minute Rufzeichen und dann während 9 Minuten Dauerstrich auf einer Welle, hierauf nach einer Pause dasselbe

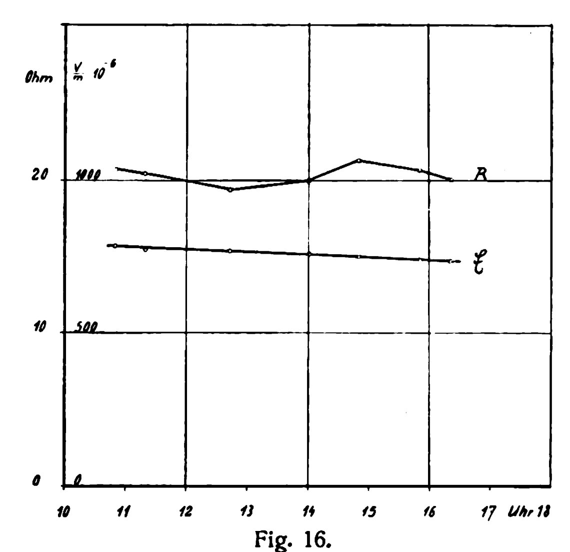


Fig. 16.
Empfangsfeldstärken und Rahmenwiderstand während eines Tages.

auf anderer Welle. Innerhalb der 9 Minuten Dauerstrich wurde bei jeder einzelnen Feldstärken-Messung durch Einschalten der Zusatzwiderstände in den Rahmenkreis sein Aequivalentwiderstand von neuem bestimmt. Wie nötig diese Maßregel war, zeigt Fig. 15, die die Werte der gemessenen Rahmenwiderstände enthält. Die großen Unterschiede können nicht von Meßfehlern herrühren, denn die Meßpunkte eines Versuches liegen stets sehr gut auf den betreffenden P a u l i schen Geraden, außerdem zeigt die Messung vom 9. 11. 27, Zahlentafel 5 und Fig. 16, daß im Verlauf eines Tages der Rahmenwiderstand erheblich schwankt, die Feldstärke sich jedoch stetig und nur sehr wenig ändert, was bei der geringen Entfernung auch zu erwarten ist.

In Zahlentafel 6 ist der Rechnungsgang für die Ermittlung eines Wertes für $\mathfrak{E}$ und N_s, der für jeden Wert der Zahlentafeln 5, 7, 8, 10—13 wiederholt werden mußte, als Beispiel angegeben. Hierzu sei erläuternd bemerkt: Die in der dritten Spalte eingesetzten Werte für I_1 stellen den mit einem Barettersatz gemessenen Strom im Zwischenkreis des Hilfssenders dar. Nach Division durch den der Eichkurve des Stromwandlers entnommenen Wert u der zweiten Spalte erhält man die Empfangsrahmen-Stromstärken I_2 in Spalte 4, die jeweils bei den in der nächsten Spalte erhaltenen Zusatzwiderständen R_z im Rahmenkreis gelten. Der zur Bestimmung des Rahmenwiderstandes notwendige Primärstrom ist hier der in der nächsten Spalte angeführte Wert I_s in der Sendeantenne, der vom Beobachter am Sender fortlaufend abgelesen wurde. Die Werte $\frac{I_s}{I_2}$ in der nächsten Spalte werden für das P a u l i sche Verfahren zur Ermittlung des Rahmenwiderstandes benutzt.

Als Aequivalentwiderstand ergibt sich hieraus in diesem Beispiel 15,2 Ohm. Für die Berechnung der elektromotorischen Kraft wird das Mittel der beiden für $R_z = 0$ gemessenen Werte des Rahmenstromes auf einen Sendestrom von 1,6 Amp. umgerechnet. Die Berechnung von E_2, $\mathfrak{E}$ und N_s erfolgt dann nach obigen Formeln.

Für die Messung der Empfangsfeldstärke des Flugzeugsenders erwies sich das bei der Bodenstation angewandte Verfahren als zu ungenau. Die Elektrometer-Ausschläge schwankten infolge der weiter oben dargelegten Verhältnisse am Flugzeugsender unregelmäßig hin und her, so daß in der zur Verfügung stehenden Zeit aus einer längeren Beobachtungsreihe wohl der Mittelwert des Rahmenstromes gefunden, nicht jedoch der Rahmenwiderstand genügend genau ermittelt werden konnte. Die Kürze der Zeit war in folgendem bedingt: Während der Messung müssen die Aenderungen der Entfernung zwischen Sender und Meßgerät sowie die Aenderungen des Einfallswinkels der Welle am Empfangsrahmen genügend klein sein. Aus diesem Grunde flog das Flugzeug längs einer Geraden, die durch die Bodenstation senkrecht zur Verbindungslinie Adlershof-Friedenau gelegt war. Wenn der Fehler in der Entfernung und dem Einfallswinkel nicht unstatthaft groß werden sollte, so standen für die Messung drei Minuten zur Verfügung. Vom Flugzeug aus wurde also, solange es noch von der Bodenstation entfernt war, das Rufzeichen gesendet, dann

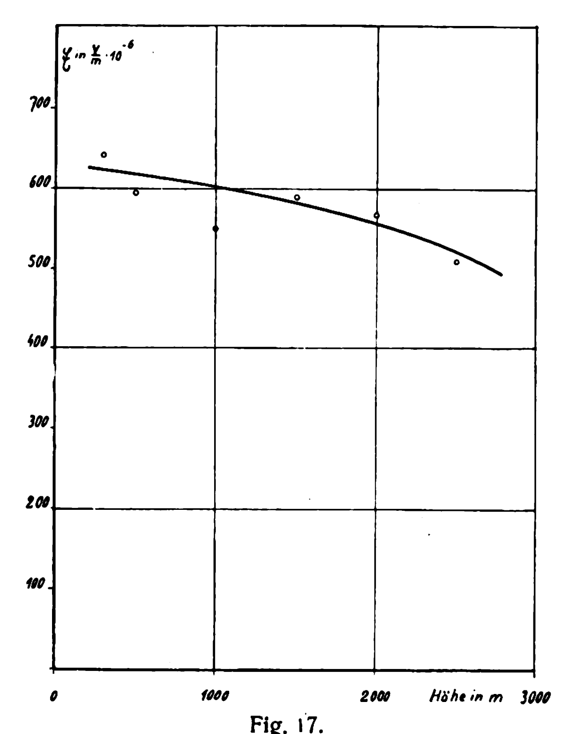


Fig. 17.
Empfangsfeldstärken der Flugzeugstation, abhängig von der Flughöhe

folgten bei Annäherung an den Platz kurze Striche, die in Dauerstrich auf der eigentlichen kurzen Meßstrecke übergingen. Zur jedesmaligen Bestimmung des Rahmenwiderstandes wurde zwischen zwei Dauerstrichen einer Wellenlänge eine Sendepause von 10 min für das Flugzeug eingeschaltet, in der von der Bodenstation auf derselben Welle Dauerstrich gesendet wurde.

Die Wellen 450, 650, 950 und 1350 m waren dabei so ausgesucht, daß sie den öffentlichen Verkehr nicht störten, daß aber auch durch Ueberlagerung von starken Sendern

auf nahen benachbarten Wellen die Messungen nicht gefälscht wurden.

5. Versuchsergebnisse der Strahlungsmessungen.

Zunächst sollen Messungen beschrieben werden, die Einwände gegen die Zuverlässigkeit der erhaltenen Ergebnisse entkräften sollen.

Bei der Messung flog das Flugzeug stets in 300 m Höhe. Da diese Höhe doch nicht immer genau eingehalten werden konnte, wurden Messungen bei einer Flughöhe von 300, 500, 1000, 1500, 2000 und 2500 m gemacht, um den Einfluß der Flughöhe festzustellen. Die Ergebnisse sind in Zahlentafel 7 und in Fig. 17 zusammengestellt. Man erkennt, daß sich $\mathfrak{E}$ nur verhältnismäßig wenig mit der Höhe ändert, so daß Fehler in der Höhenmessung ohne großen Einfluß sind.

Tafel 7

Strahlungsmessungen an Flugzeugantennen abhängig von der Flughöhe (Wellenlänge = 650 m).

Versuchsnummer	Höhe m	Tag	Zeit	Wetter	Rahmenwiderstand Ohm	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$	N_s Watt
1 (120)	300	5.12.	12.17	schön, kalt	14,3	628	0,90
2	500	5.12.	12.29	„	14,3	538	0,66
3	1000	5.12.	12.47	„	14,3	521	0,62
4	1500	5.12.	13.03	„	14,3	481	0,52
5	2500	5.12.	13.45	„	14,3	417	0,40
6 (122)	300	6.12.	12 13	„	15,3	511	0,60
7	500	6.12.	12.27	„	15,3	572	0,74
8	1000	6.12.	12.42	„	15,3	517	0,61
9	1500	6.12.	13.00	„	15,3	580	0,71
10	300	6.12.	13.23	„	15,3	674	1,04
11 (124)	300	8.12.	11.51	sehr schön und klar,	17,0	618	0,68
12	500	8.12.	11.59	kalt	17,0	593	0,80
13	1000	8.12.	12.09	„	17,0	476	0,51
14	1500	8.12.	12.20	„	17,0	630	0,90
15	2000	8.12.	12.32	„	17,0	583	0,77
16	2500	8.12.	12.47	„	17,0	549	0,68
17	2000	8.12.	12.55	„	17,0	555	0,70
18	1500	8.12.	13.04	„	17,0	600	0,81
19	1000	8.12.	13.15	„	17,0	610	0,85
20	500	8.12.	13.23	„	17,0	594	0,79
21	300	8.12.	13.29	„	17,0	672	1,03

Die eingeklammerten Versuchsnummern beziehen sich auf die entsprechenden Versuche in Zahlentafel 12.

Immerhin erkennt man eine Abnahme der Empfangsfeldstärke mit der Höhe. Der Grund für die Veränderung von $\mathfrak{E}$ mit der Flughöhe soll hier nicht erörtert werden. Wir wollen uns mit dem Resultat begnügen, daß der Einfluß der Höhe sehr klein ist.

Weitere Versuche befassen sich mit dem Einwand, daß etwa durch eine fehlerhafte Ortsbestimmung des Flugzeuges oder eine unregelmäßige Sendecharakteristik der Schleppantenne Fehler bedingt sein könnten. Unter Sendecharakteristik ist dabei die Abhängigkeit der Empfangsfeldstärke von der Richtung, gemessen auf einem Kreis um den Sender als Mittelpunkt, zu verstehen.

Im allgemeinen gingen wir bei allen Messungen so vor, daß man im Flugzeug während des Fluges längs der oben angegebenen Geraden dann die Antennenstromstärke ablas und ein verabredetes Zeichen mit dem eingebauten Sender gab, wenn es sich über der Bodenstation befand. Im Augenblick, in dem mit dem Feldstärkenmeßgerät das Zeichen gehört wurde, erfolgte die Messung. Nun ist es schwer, mit einem Flugzeug genau in Richtung über einen bestimmten Punkt zu fliegen, und noch schwerer ist es für den Fluggast in dem Kabinenflugzeug, den Zeitpunkt genau anzugeben, in dem gerade ein bestimmter Punkt überflogen wird. Außer dem Zeitfehler im Signal aber ist noch eine weitere mögliche Fehlerquelle zu berücksichtigen. Nach Baldus, Buchwald und Hase[9]) sollte die Sendecharakteristik der Schleppantenne außerordentlich stark

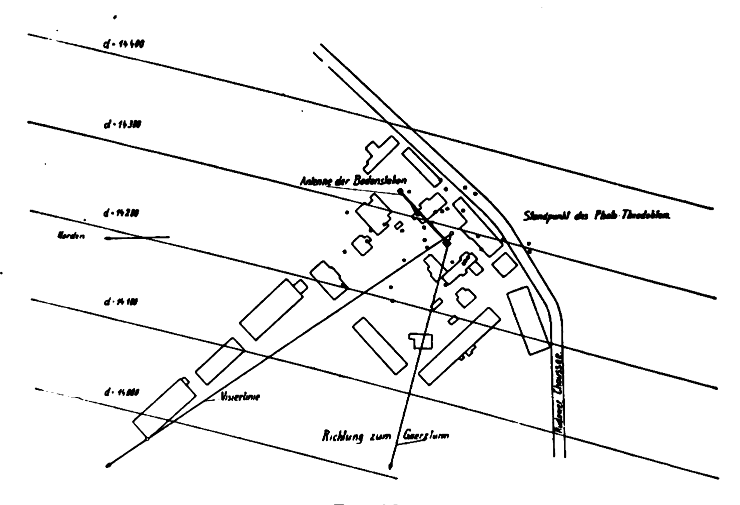


Fig. 18.
Flugzeugorte bei Aufnahme der Sendecharakteristik.

von der Kreisform abweichen, derart, daß in einem Winkel von ± 20° nach rückwärts die Strahlung nahezu Null wäre. Aus diesem Grund hatten wir bei allen Versuchen die gleiche oben schon angegebene Flugrichtung gewählt.

Nun nimmt bei stärkerem Seitenwind unter Umständen der Winkel zwischen Flugzeug-Längsachse und Flugrichtung erhebliche Beträge an. Bei einer unregelmäßigen Sendecharakteristik können dann sehr erhebliche Unterschiede zwischen den Strahlungswerten verschiedener Flüge entstehen, auch wenn der Flugzeugführer immer die gleiche Flugrichtung einzuhalten imstande wäre.

Um nun festzustellen, ob das oben angegebene Verfahren der Bestimmung des Flugzeugortes genügte, und um zu sehen, ob etwa durch die Sendecharakteristik der Flugzeugantenne Fehler entstehen könnten, wurde ein photogrammetrisches Verfahren unter Verwendung eines Heydeschen Phototheodoliten benutzt, das uns von Dr.-Ing. Lacmann vorgeschlagen worden war. Wir drücken Herrn Dr. Lacmann auch an dieser Stelle unseren besten Dank aus. Der Phototheodolit wurde an der in Fig. 18 gekennzeichneten Stelle auf dem Gelände der *DVL* aufgestellt. Vom Flugzeug wurde während dieser Kontrollmessungen das gleiche Programm wie sonst gesandt. In dem Augenblick, in dem das Flugzeug im Sucher des Phototheodoliten erschien, wurde der Momentverschluß der Kamera ausgelöst und gleichzeitig mittels Ferntastung der Bodenstation ein Zeichen auf einer Welle von 290 m gegeben, das im Flugzeug und in Friedenau beobachtet wurde und den genauen Zeitpunkt zum Ablesen

[9]) Buchwald und Hase, Zeitschr. für Hochfrequenztechnik 15, S. 101, 1920. Baldus und Hase, ebenda, S. 354.



der Instrumente an beiden Orten gab. Aus der Aufnahme wurde der jeweilige Ort des Flugzeuges ermittelt, der in Fig. 18 durch einen Punkt markiert wurde. Man erkennt, daß der Fehler in der Entfernung höchstens ± 75 m beträgt. Das sind von der ganzen Entfernung nur ± 0,5 Prozent. Die dadurch bedingten Variationen in der elektromagnetischen Feldstärke 𝔈 in Friedenau können vernachlässigt werden.

Tafel 8

Sendecharakteristik an der Flugzeugschleppantenne.

Wellenlänge: 650 m. Flughöhe: 300 m.

I. Versuche am 22. XII. 1927.

Versuchs-nummer	Zeit	φ°	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$
1	14.14	264°	588
2	14.17	166°	611
3	14.27	205°	575
4	14.31	331°	518
5	14.36	225°	583
6	14.45	260°	628
7	14.49	94°	594
8	14.57	150°	579
9	15.04	334°	504
10	15.08	204°	562
11	15.12	18°	562
12	15.16	228°	603
13	15.20	92°	599
14	15.23	261°	570
15	15.26	165°	630
16	15.29	294°	569

II. Versuche am 29. XII. 1927.

Umgerechnet auf den Mittelwert des 22. XII. 27.

Versuchs-nummer	Zeit	φ°	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$
17	14.43	113°	585
18	14.44	265°	596
19	14.47	147°	599
20	14.49	321°	507
21	14.53	179°	613
22	14.55	349°	504
23	15.02	35°	533
24	15.04	250°	559
25	15.08	118°	586
26	15.10	304°	544
27	15.14	158°	669
28	15.18	48°	626
29	15.24	105°	623
30	15.30	152°	571
31	15.33	320°	533
32	15.37	180°	590
33	15.40	5°	584
34	15.44	204°	631

Zur Untersuchung der Sendecharakteristik der Flugzeugantenne flog das Flugzeug *D 212* absichtlich in sehr verschiedenen Richtungen über die Bodenstation. Die Richtungen wurden wiederum photogrammetrisch bestimmt. Die Ergebnisse der Messungen für die Sendecharakteristik sind in Zahlentafel 8 zusammengestellt und in Fig. 19 graphisch in Polarkoordinaten aufgetragen. Die Winkelangabe in Fig. 19 ist so zu verstehen, daß beim Winkel 0° das Flugzeug von Adlershof in Richtung Friedenau flog. In unserem Fall, d. h. für eine Entfernung zwischen Sender und Empfänger von 14,3 km und eine Flughöhe von 300 m ergab sich ein Kreis. Praktisch konnten die gleichen Aufnahmen mit dem Phototheodoliten sowohl für die Bestimmung der Sendecharakteristik als auch für die Festlegung der verschiedenen wahren Flugzeugorte benutzt werden.

Die unregelmäßige Sendecharakteristik von B a l d u s, B u c h w a l d und H a s e, die oft fälschlich als allgemein

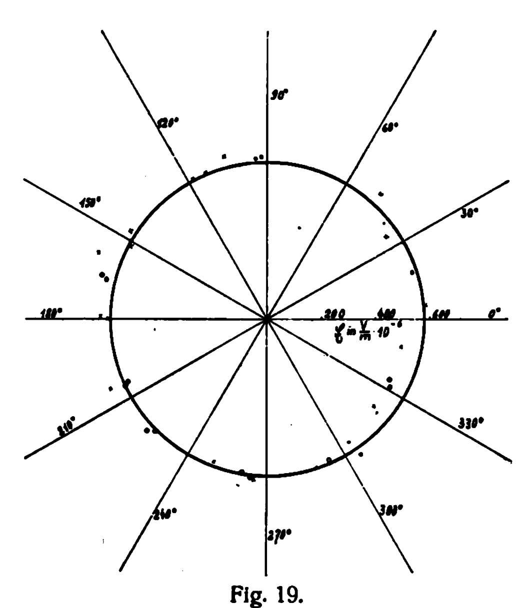


Fig. 19.
Sendecharakteristik der Flugzeugstation.

gültig angesehen wird, gilt offenbar nur für die damals zufällig ziemlich genau erfüllte Bedingung, daß der Empfänger im Schnittpunkt der durch den Ersatzdipol der Schleppantenne gelegten Geraden mit der Erdoberfläche aufgestellt wird.

Gelegentlich der photogrammetrischen Aufnahmen wurden mitunter zwei Aufnahmen auf der gleichen Platte gemacht und hieraus der sogenannte Seitenwinkel τ, d. h. der Winkel zwischen Flugrichtung und Flugzeuglängsachse, ermittelt. Fig. 20 zeigt eine solche Aufnahme und Zahlentafel 9 gibt die aus den verschiedenen Aufnahmen ermittelten Werte des Winkels τ.

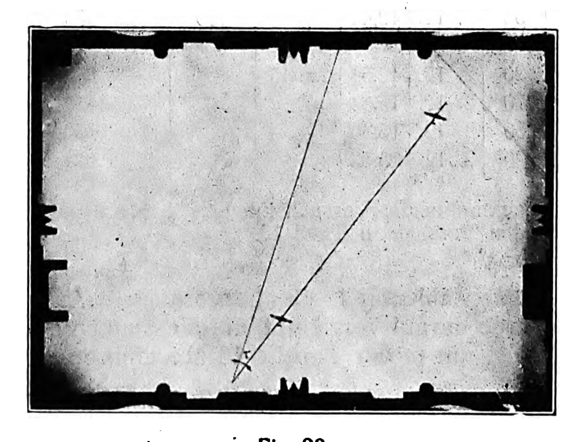


Fig. 20.
Beispiel einer Aufnahme für die photogrammetrischen Flugzeugorts-Bestimmungen mit dem Phototheodoliten.

Die Versuchsanordnung zur Strahlungsmessung wurde auch zu Messungen an Antennen verschiedener Länge benutzt. Die Ergebnisse sind in Zahlentafel 10 zusammengestellt und in Fig. 21 graphisch dargestellt. Man erkennt die nahezu lineare Zunahme der Strahlung mit den Antennenlängen. Daraus geht hervor, daß man jedenfalls nicht daran denken kann, die Schleppantenne aus aerodynamischen Gründen oder um das Ein- und Auslassen bequemer zu gestalten, zu kürzen. Im Gegenteil müßte man in all solchen Fällen, in denen es auf eine ganz besonders große Reichweite ankommt, eine noch längere Schleppantenne benutzen. In der Zahlentafel 10 sind nur die Werte vom 2. 12. 27 zusammengestellt. Die Versuche mit verschiedenen Antennenlängen wurden an zwei anderen Tagen wiederholt und auf die Wellenlänge 450, 892, 1350 ausgedehnt. Auch diese Messungen hatten das gleiche Ergebnis. Die Ergebnisse an den verschiedenen Tagen können nur für jeden Tag getrennt in sich verglichen werden. Das liegt an der geringen Zahl der Beobachtungen und der großen Streuung der Messungen, die auch aus der vollständigen Zahlentafel 12 hervorgeht. Aus diesem Grunde wurde darauf verzichtet, die Messungen der beiden anderen Tage mit in der Tabelle 10 aufzuführen.

Tafel 9

Seitenwinkel τ bei der Bestimmung der Sendecharakteristik.

Versuchsnummer der Tafel 8	$\varphi°$	$\tau°$ (absolut)
17	113	20
19	147	12
27	158	3
28	48	13
29	105	19
30	152	16
34	204	13

Tafel 10

Strahlungsmessungen bei Antennen verschiedener Länge.

Versuchsnummer	l_{Ant} m	Tag	Zeit	Wetter	Wellenlänge m	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$	N_s Watt
1	50	2. 12.	12.45	regnerisch,	950	370	0,31
2	20	2. 12.	12.54	dunstig	„	154	0,05
3 (118)	70	2. 12.	15.34	„	„	450	0,46
4	50	2. 12.	15.40	„	„	400	0,37
5	20	2. 12.	15.52	„	„	144	0,05

Die eingeklammerte Versuchsnummer bezieht sich auf den entsprechenden Versuch in Tafel 12.

Endlich wurden noch Messungen an festen Antennen ausgeführt. Es ist ein alter Wunsch, beim Flugzeug feste Antennen zu benutzen, bei denen einmal das lästige Ein- und Auskurbeln wegfällt und außerdem auch während der Ausführung von schwierigen Manövrierbewegungen das Sende- bzw. Empfangsgerät bedient werden kann. Bei kurzen Wellen ist das Problem der festen Antennen bereits völlig gelöst, da sie hier elektrisch die technisch günstigsten Ergebnisse aufweisen. Es sollte festgestellt werden, wie sich eine feste Antenne, die aerodynamisch etwa den gleichen Luftwiderstand hat wie die Schleppantenne, hinsichtlich der Strahlung verhält.

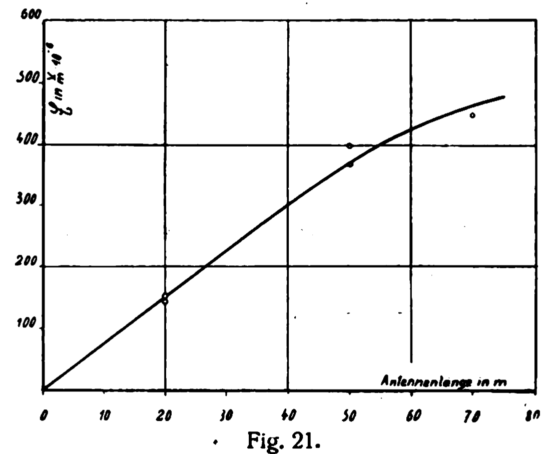


Fig. 21.
Empfangsfeldstärken, abhängig von der Antennenlänge. $\lambda = 950$ m.

Fig. 22 zeigt schematisch den Aufbau einer solchen Antenne. An einem Flugzeug vom Muster Junkers *F* 13 ist nach Berechnung von Herrn Dr. Liebers[10]) diese Antenne in der Tat aerodynamisch der gewöhnlichen 70 m langen Schleppantenne ziemlich gleichwertig. In Zahlentafel 11 sind die Ergebnisse der Messungen an festen Antennen zusammengestellt. Wie die Skizze angibt, war sowohl auf der rechten wie auf der linken Seite der Antenne an symmetrischen Stellen etwa in der Mitte der Luftdrähte ein Isolationsstück aus Pertinax eingesetzt, das bei einem Teil der Messungen elektrisch überbrückt wurde. Die Werte, die teils bei den kurzen Luftdrähten, teils bei den verlängerten Luftdrähten aufgenommen sind, sind in der Tafel 11 durch „kleine Antennenform" bzw. „große

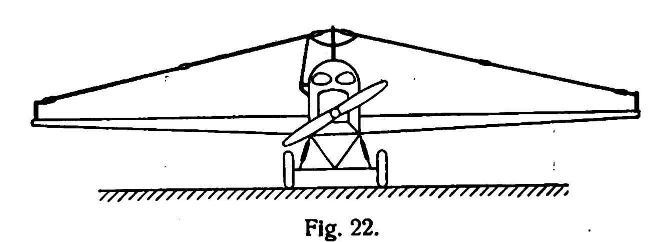


Fig. 22.
Feste Antenne für lange Wellen an einer Junkers F 13.

Tafel 11

Strahlungsmessungen an festen Flugzeug-Antennen.

Versuchsnummer	Form	Tag	Zeit	Wetter	Wellenlänge m	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$	N_s Watt
1	klein	5. 11.	10.28	wechselnd	450	41	0,004
2	„	5. 11.	10.50	bewölkt	892	43	0,004
3	groß	5. 11.	11.08	„	892	53	0,006
4	„	2. 12.	12.28	kalt, neblig	450	60	0,008
5	„	2. 12.	15.24	„	450	56	0,007
6	„	2. 12.	15.58	„	950	51	0,006

10) Luftfahrtforschung 1928, Heft 3, S. 147.

Tafel 12.

Ergebnisse der Strahlungsmessungen an der Flugzeug- und Bodenstation.

B = Bodenstation. *Fl* = Flugzeugstation.

Versuchs-nummer	Bemerkung	Tag	Zeit	Wetter	Wellenlänge m	Rahmen-widerstand Ohm	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$	N_s Watt
1	B.	1. 11.	13.50	heiter	650	13,7	813	1,52
2	„	1. 11.	14.30	„	892	16,9	598	0,81
3	„	1. 11.	14.50	„	1375	18,9	298	0,20
4	„	2. 11.	15.16	Regen	1375	17,3	294	0,20
5	„	2. 11.	15.36	„	892	15,9	560	0,71
6	„	2. 11.	16.30	„	650	20,6	810	1,48
7	„	2. 11.	16.56	„	450	21,5	910	1,90
8	„	4. 11.	15.00	wechselnd trocken	450	14,5	911	1,90
9	„	4. 11.	15.30	„	650	15,4	778	1,37
10	„	4. 11.	16.01	„	892	13,6	562	0,72
11	„	4. 11.	16.31	„	1375	14,7	288	0,19
12	„	7. 11.	11.15	wechselnd regnerisch	1375	12,7	264	0,16
13	„	7. 11.	11.35	„	892	13,3	532	0,65
14	„	7. 11.	11.55	„	650	14,0	732	1,21
15	„	7. 11.	12.26	„	450	14,6	972	2,15
16	B.	7. 11.	14.54	wechselnd regnerisch	450	14,3	971	2,15
17	„	7. 11.	15.24	„	650	25,0	809	1,48
18	„	7. 11.	16.25	„	1375	20,5	297	0,20
19	„	8. 11.	11.28	„	1375	14,8	294	0,19
20	„	8. 11.	12.01	„	892	13,9	544	0,67
21	„	8. 11.	12.30	„	650	14,6	823	1,54
22	„	8. 11.	13.01	„	450	16,3	990	2,22
23	„	8. 11.	15.19	„	1375	14,8	285	0,19
24	„	8 11.	15.50	„	892	14,0	535	0,65
25	„	8. 11.	16.19	„	650	16,2	785	1,39
26	„	8. 11.	16.49	„	450	14,2	1000	2,27
27	„	9. 11.	10.49	leichter Regen	650	20,7	788	1,40
28	„	9. 11.	11.50	„	650	20,4	770	1,35
29	„	9. 11.	12.43	„	650	19,4	769	1,34
30	„	9. 11.	13.59	„	650	20,0	758	1,30
31	„	9. 11.	14.48	„	650	21,3	748	1,26
32	„	9. 11.	15.47	„	650	20,7	736	1,22
33	B.	9. 11.	16.50	Leichter Regen	650	20,0	732	1,21
34	„	10. 11.	14.50	trübe, ohne Regen	450	19,2	999	2,26
35	„	10. 11.	15.20	„	650	19,5	840	1,60
36	„	10. 11.	15.50	„	892	15,0	558	0,71
37	„	10. 11.	16.20	„	1375	15,6	314	0,22
38	„	11. 11.	9.25	heiter, trocken	1375	16,0	293	0,20
39	„	11. 11.	9.40	kalt	892	17,0	601	0,83
40	„	11. 11.	9.55	„	650	19,1	790	1,41
41	„	11. 11.	10.10	„	450	17,2	1070	2,59
42	„	11. 11.	14.45	„	450	16,5	1040	2,44
43	„	11. 11.	15.00	„	1375	14,0	263	0,16
44	„	12. 11.	8.27	trübe, kalt, dunstig	1375	14,5	283	0,18
45	„	12. 11.	8.41	„	892	15,8	571	0,74
46	„	12. 11.	8.57	„	650	16,0	794	1,42
47	„	12. 11.	9.11	„	450	14,0	1020	2,35
48	„	12. 11.	11.00	„	1300	15,8	339	0,26
49	Fl.	14. 11.	10.42	kalt, windstill, dunstig	950	20,0*)	400	0,36
50	B.	14. 11.	10.53	kalt, windstill	950	20,0	582	0,77
51	Fl.	14. 11.	10.59	dunstig	650	18,0*)	504	0,57
52	B.	14. 11.	11.10	„	650	18,0	825	1,55
53	Fl.	14. 11.	11.17	„	450	16,0*)	705	1,18
54	B.	14. 11.	11.30	„	450	16,0	1160	2,95
55	„	14. 11.	12.20	„	950	15,0	513	0,60
56	„	14. 11.	12.45	„	1350	18,0	334	0,25
57	Fl.	17. 11.	11.02	kalt, dunstig	1350	16,9*)	270	0,17
58	B.	17. 11.	11.12	trocken	1350	16,9	332	0,25
59	Fl.	17. 11.	11.18	„	1350	16,9*)	152	0,05

*) Der Wert wurde mit der Bodenstation wegen ihres konstanten Stromes gemessen.

Versuchs-nummer	Bemerkung	Tag	Zeit	Wetter	Wellenlänge m	Rahmen-widerstand Ohm	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$	N_s Watt
60	„	17. 11.	12.05	„	450	13,5*)	665	1,00
61	B.	17. 11.	12.15	„	450	13,5	1050	2,48
62	Fl.	18. 11.	11.37	„	450	14,0*)	678	1,04
63	„	18. 11.	11.50	„	450	14,0*)	753	1,28
64	„	18. 11.	11.57	„	650	15,5*)	630	0,90
65	B.	18. 11.	12.08	„	650	15,5	898	1,45
66	Fl.	18. 11.	12.13	„	650	15,5*)	530	0,65
67	„	18. 11.	12.19	„	950	14,3*)	392	0,34
68	B.	18. 11.	12.28	„	950	14,3	532	0,67
69	Fl.	18. 11.	12.36	kalt, dunstig	950	14,3*)	445	0,45
70	„	18. 11.	12.41	trocken	1350	16,0*)	270	0,16
71	B.	18. 11.	12.53	„	1350	16,0	329	0,25
72	Fl.	18. 11.	12.59	„	1350	16,0*)	267	0,16
73	B.	18. 11.	13.34	„	450	14,0	1010	2,8
74	Fl.	18. 11.	15.03	„	450	11,0*)	453	0,47
75	B.	18. 11.	15.14	„	450	11,0	948	2,04
76	Fl.	18. 11.	15.16	„	450	11,0*)	575	0,75
77	„	18. 11.	15.24	„	650	15,8*)	597	0,81
78	B.	18. 11.	15.34	„	650	15,8	908	1,90
79	Fl.	18. 11.	15.40	„	650	15,8*)	658	0,99
80	„	18. 11.	15.46	„	950	14,0*)	410	0,38
81	B.	18. 11.	15.56	„	950	14,0	560	0,71
82	Fl.	18. 11.	16.01	„	950	14,0*)	407	0,38
83	„	18. 11.	16.07	„	1350	16,5*)	350	0,28
84	B.	18 11.	16.16	„	1350	16,5	328	0,24
85	Fl.	18. 11.	16.22	„	1350	16,5*)	287	0,19
86	„	19. 11.	11.19	schön, kalt, etwas dunstig	1350	16,3*)	236	0,13
87	Fl.	19. 11.	11.35	schön, kalt,	1350	16,3*)	253	0,15
88	„	19. 11.	11.42	etwas dunstig	950	13,0*)	412	0,39
89	B.	19. 11.	11.52	„	950	13,0	528	0,63
90	Fl.	19. 11.	12.00	„	950	13,0	413	0,39
91	„	19. 11.	12.07	„	650	14,3	620	0,88
92	B.	19. 11.	12.17	„	650	14,3	902	1,85
93	Fl.	19. 11.	12.23	„	650	14,3*)	658	0,98
94	„	19. 11.	12.29	„	450	13,0*)	655	0,97
95	B.	19. 11.	12.37	„	450	13,0	1150	3,00
96	Fl.	19. 11.	12.45	„	450	13,0*)	701	1,12
97	B.	19. 11.	13.01	„	1350	16,3	323	0,24
98	Fl.	19. 11.	14.29	„	450	13,0*)	714	1,16
99	B.	19. 11.	14.39	„	450	13,0	1130	2,86
100	Fl.	19. 11.	14.44	„	450	13,0*)	940	2,01
101	„	19. 11.	14.51	„	650	14,0*)	592	0,80
102	B.	19. 11.	15.02	„	650	14,0	823	1,54
103	Fl.	19. 11.	15.05	„	650	14,0*)	713	1,15
104	„	19. 11.	15.11	„	950	13,4*)	408	0,38
105	B.	19. 11.	15.20	schön, kalt,	950	13,4	508	0,59
106	Fl.	19. 11.	15.25	etwas dunstig	950	13,4*)	409	0,38
107	„	24. 11.	11.53	kalt, neblig	950	16,7*)	352	0,26
108	B.	24. 11.	12.04	„	950	16,7	438	0,45
109	Fl.	24. 11.	12 09	„	950	16,7*)	322	0,23
110	„	24. 11.	12.15	„	650	16,0*)	571	0,74
111	B.	24. 11.	12.24	„	650	16,0	842	1,62
112	Fl.	24. 11.	12.30	„	650	16,0*)	597	0,81
113	„	24. 11.	12.38	„	450	13,0*)	577	0,75
114	B.	24. 11.	12.47	„	450	13,0	1120	2,81
115	„	2. 12.	13.18	kalt, neblig	950	15,2	569	0,73
116	„	2. 12.	13.33	„	450	12,3	1140	2,96
117	Fl.	2. 12.	15.06	„	450	12,3*)	533	0,65
118	„	2. 12.	15.34	„	950	15,2*)	450	0,46
119	B.	3. 12.	13.27	schön, kalt	650	15,0	849	1,63
120	Fl.	5. 12.	12.17	„	650	14,3*)	628	0,90
121	B.	5. 12.	13.35	„	650	14,3	900	1,83
122	Fl.	6. 12.	12.03	„	650	15,3*)	511	0,60

*) Der Wert wurde mit der Bodenstation wegen ihres konstanten Stromes gemessen.

Versuchs-nummer	Bemerkung	Tag	Zeit	Wetter	Wellenlänge m	Rahmen-widerstand	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$	N_s Watt
123	B.	6. 12.	13.58	schön, kalt	650	15,3	880	1,76
124	Fl.	8. 12.	11.51	sehr schön und klar	650	17,0*)	618	0,86
125	„	8. 12.	13.29	„	650	17,0	672	1,03
126	B.	8. 12.	13.41	„	650	17,0	925	1,93
127	„	22. 12.	13.46	dunstig, schön	650	14,8	770	1,34
128	„	22. 12.	15.53	„	650	14,8	786	1,41
129	„	29. 12.	13.54	— —	650	13,0	940	2,00
130	„	29. 12.	15.23	— —	650	15,0	871	1,72

Antennenform“ unterschieden. Man erkennt, daß solche festen Antennen bei langen Wellen, wie es auch zu erwarten war, eine außerordentlich geringe Strahlung besitzen. Man kann sagen, daß die von uns benutzte Antenne (große Form) etwa die gleiche Strahlung ergibt wie eine nur 10 m lange Schleppantenne. Es geht daraus hervor, daß man feste Antennen bei langen Wellen nur in Sonderfällen anwenden kann.

Sämtliche Messungen an der Bodenstation sowie an der Flugzeugstation sind in Zahlentafel 12 zusammengestellt. Fig. 23 enthält alle Meßpunkte graphisch dargestellt, außerdem sind durch die Mittelwerte Kurven gezogen. Diese Mittelwerte sind außerdem in Tafel 13 zusammengestellt.

In Fig. 23 fällt die große Streuung der Werte für die Bodenstation und die noch größere Streuung der Werte für das Flugzeug auf. Aus den oben dargelegten Gründen glauben wir nicht, daß diese Streuung durch Versuchsfehler erklärt werden kann. Vielmehr wird man annehmen dürfen, daß infolge der verschiedenen atmosphärischen Ver-

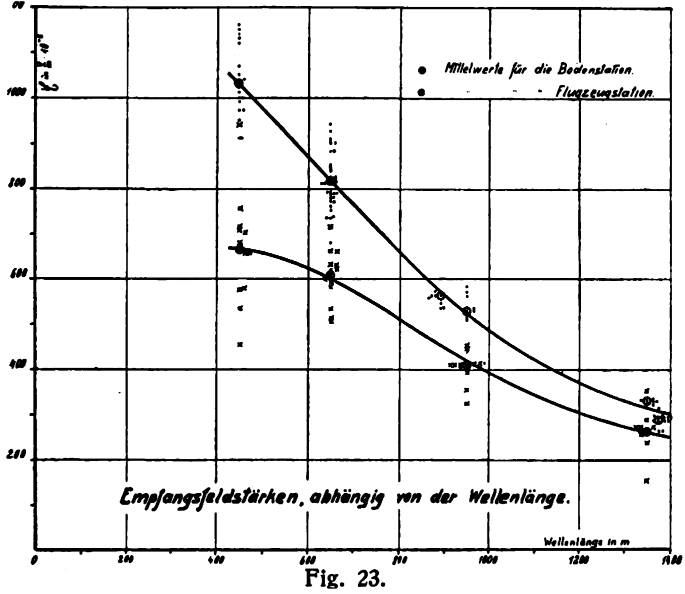


Fig. 23.

hältnisse, vielleicht auch infolge verschiedener Bodenfeuchtigkeit an verschiedenen Tagen die Empfangsfeldstärken stark veränderlich sind. Selbst die gar nicht geringe Zahl von Einzelmessungen einer Wellenlänge scheint noch nicht zu genügen, ein genaues Mittel zu bilden.

Theoretisch, wenn man von Absorption auf dem Wege vom Sender zum Empfänger absieht, sollte die Abhängigkeit der Empfangsfeldstärke von der Frequenz ν linear verlaufen, was man aus den folgenden Formeln ersieht:

Für die Strahlungsleistung gilt die theoretische Beziehung

$$N_s = \left(80\,\pi^2 \frac{4\,l^2}{\lambda^2}\right) I_s^2 \text{ Watt.}$$

worin $2\,l$ die Dipol-Länge bedeutet.

Da außerdem

$$N_s = 0{,}0111 \cdot d^2 \cdot \mathfrak{E}^2$$

ist, so folgt, daß

$$\mathfrak{E} = \text{const.}\ \frac{1}{\lambda}$$

oder

$$\mathfrak{E} = \text{const.}\ \nu$$

sein muß.

Um diesen Zusammenhang zu prüfen, wurde in Fig. 23 $\mathfrak{E}$ in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen. Daß die

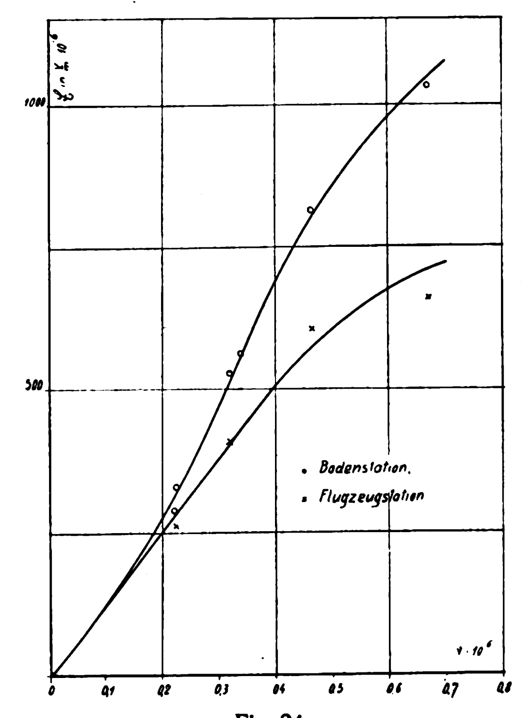


Fig. 24.
Empfangsfeldstärken, abhängig von der Frequenz.

gemessenen Punkte bei höherer Frequenz, d. h. kleinerer Welle erheblich niedriger liegen als den theoretischen Werten bei linearem Verlauf entspricht, stimmt überein mit der üblichen Anschauung, wonach bei kürzeren Wellen die Ausbreitungsverluste wachsen. Ueberraschend jedenfalls ist das Ergebnis, daß die auf der Erdoberfläche nutzbare Strahlung des Flugzeuges geringer ist — bei gleichem Strom in der Sendeantenne — als die der Bodenstation.

Die gemessenen $\mathfrak{E}$-Werte kann man benutzen, um die effektive Höhe der Antenne beider Stationen zu bestimmen. Die Rechnung ergibt bei einer Wellenlänge von 950 m für die Bodenstation 12,0 m und für die Flugzeugstation unter den oben gemachten Einschränkungen den Wert von 8,5 m.

III. Zusammenfassung der Versuchsergebnisse der Leistungs- und Strahlungsmessungen an Antennen.

Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Ergebnisse können wir wie folgt zusammenfassen:

Leistungsmessungen können an betriebsmäßigen Sendern mit befriedigender Genauigkeit nach dem Verfahren der Zusatzwiderstände ausgeführt werden, wenn die Resonanz im Antennenkreis bei der stets ziemlich festen Kopplung dadurch ermittelt wird, daß das Verhältnis $\frac{I_{\text{ant}}}{I_{\text{err}}}$ ein Höchstwert wird. Einstellung auf maximalen Antennenstrom ist Anlaß zu unter Umständen großen Fehlern. Eine erhöhte Genauigkeit erhält man, wenn man bei richtiger Einstellung der Resonanz das bekannte graphische Verfahren nach Pauli anwendet.

Tafel 13

Mittelwerte der Strahlungsmessungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

I. Bodenstation.

Wellenlänge m	Frequenz in 10^6 Hertz	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$	N_s Watt	R_s Ohm	Zahl der Messungen
450	0,667	1032	2,45	0,95	18
650	0,462	816	1,52	0,59	31
892	0,336	562	0,72	0,28	9
950	0,316	528	0,67	0,26	8
1350	0,222	330	0,25	0,098	5
1375	0,218	288	0,19	0,074	11

II. Flugzeugstation.

Wellenlänge m	Frequenz in 10^6 Hertz	$\mathfrak{E}$ in $\frac{\text{Volt}}{\text{m}} \cdot 10^{-6}$	N_s Watt	R_s Ohm	Zahl der Messungen
450	0,667	662	1,03	0,40	12
650	0,462	606	0,84	0,33	15
950	0,316	409	0,40	0,16	11
1350	0,222	261	0,13	0,051	8

Mit Hilfe dieses Verfahrens wurden der Aequivalentwiderstand und die Leistung sowohl in dem gesamten

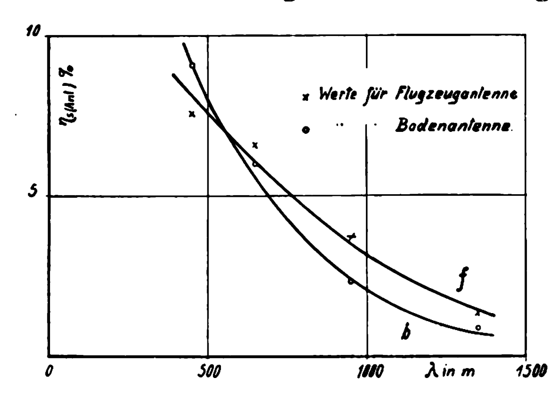


Fig. 25.
Strahlungswirkungsgrad der Antennen der Flugzeug „f" und der Bodenstation „b".

Antennenkreis, als auch in den im Antennenkreis befindlichen Abstimmitteln innerhalb eines Wellenbereiches von 450 bis 1350 m ermittelt. Die Messungen wurden an einer Flugzeugschleppantenne und einer gewöhnlichen Boden-T-Antenne, die von dem gleichen Sender erregt wurden, ausgeführt. Außerdem wurden Feldstärkemessungen und Berechnungen von Strahlungsleistungen der beiden Sende-Antennen ausgeführt. In Zahlentafel 14 sind die Ergebnisse zusammengestellt und die Wirkungsgrade, die bei der Flugzeugantenne, wie wir gesehen haben, nur einen fiktiven Wert haben, berechnet. Die in der letzten Spalte der

Tafel 14

Zusammenstellung der Leistungs- und Strahlungsmessungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

$I_{\text{Antenne}} = 1{,}6$ Amp.

I. Bodenstation.

Wellenlänge m	N_{AK} W	N_{Ant} W	N_s W	R_{AK} Ohm	R_{Ant} Ohm	R_s Ohm	$\eta_{s(AK)} = \frac{N_s}{N_{AK}}$ in %	$\eta_{s(\text{Ant})} = \frac{N_s}{N_{\text{Ant}}}$ in %
450	57,8	27,0	2,45	22,5	10,5	0,95	4,2	9,1
650	41,2	25,3	1,52	16,1	9,9	0,59	3,7	6,0
950	45,6	28,9	0,67	17,8	10,9	0,26	1,5	2,3
1350	53,8	26,6	0,25	21,0	10,4	0,098	0,5	0,9

II. Flugzeugstation.

Wellenlänge m	N_{AK} W	N_{Ant} W	N_s W	R_{AK} Ohm	R_{Ant} Ohm	R_s Ohm	$\eta_{s(AK)} = \frac{N_s}{N_{AK}}$ in %	$\eta_{s(\text{Ant})} = \frac{N_s}{N_{\text{Ant}}}$ in %
450	31	13,5	1,03	12,1	5,3	0,40	3,3	7,6
650	38	12,8	0,84	15,0	5,0	0,33	2,2	6,6
950	38	10,8	0,40	15,4	4,2	0,16	1,1	3,7
1350	63	10,0	0,13	24,5	3,9	0,051	0,2	1,3

Tafel 14 angegebenen Strahlungswirkungsgrade sind in Fig. 25 in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen. In dieser Tafel sind aber nicht, wie in Zahlentafel 2 und 4, die maximal einstellbaren Leistungen eingesetzt, sondern, um einen besseren Vergleich zu bekommen, wurden die Leistungen aus den gemessenen Widerständen stets für die gleiche Antennenstromstärke von 1,6 Ampere berechnet.

Die in der letzten Spalte der Zahlentafel 14 angegebenen Strahlungswirkungsgrade sind in Fig. 5 in Abhängigkeit von der Wellenlänge aufgetragen.

Aus der Zusammenstellung können zwei Hauptresultate abgeleitet werden:

1. Die übliche Schleppantenne der Flugzeuge hat nicht, wie oft behauptet wird, besonders günstige Strahlungsverhältnisse.
2. Die heute international gebrauchte Flugzeugwelle von 900 m gibt einen relativ schlechten Wirkungsgrad.

Der Wirkungsgrad des Antennenkreises, d. h. Antennenleistung im Verhältnis zur gesamten Leistung des Antennenkreises, ist schlecht, da die Eigenwelle der Flugzeugantenne, wie wir aus Fig. 5 erkannt haben, weit unter der jetzigen Betriebswelle liegt und deshalb eine starke Verlängerung der Antenne nötig ist.

Der Strahlungswirkungsgrad, d. h. das Verhältnis der Strahlungsleistung zur Antennenleistung ist ebenfalls klein, wie es sich aus Zahlentafel 14 und Fig. 25 ergeben hat.



Von den anderen Ergebnissen, die sich gelegentlich dieser Arbeit ergaben, nennen wir in dieser Zusammenfassung:

1. Die Flughöhe hat in geringen Entfernungen etwa an der Grenze der Nahwirkungszone nur wenig Einfluß auf die durch Strahlung erzeugte elektromagnetische Feldstärke (Tafel 7 und Fig. 17).
2. Die früher veröffentlichte unregelmäßige Sendecharakteristik der Flugzeugschleppantenne ist allgemein nicht gültig. In dem von uns untersuchtem Falle ist sie kreisförmig (Tafel 8 und Fig. 19).
3. Die Strahlung einer Flugzeugschleppantenne verändert sich nahezu linear mit ihrer Länge (Tafel 10 und Fig. 21).
4. Feste Antennen mit aerodynamisch brauchbarer Form haben bei langen Wellen eine Strahlung von etwa 10% der Werte der 70 m langen Schleppantenne.

Funkabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt im Januar 1928.

(Eingegangen am 13. Februar 1928.)

Über Beobachtungen regelmäßiger Schwunderscheinungen im Zusammenhang mit Schwankungen der Sendefrequenz bei kurzen Wellen.

Mitteilung aus dem Reichstpostzentralamt
(Telegraphentechn. Reichsamt).

Von **Ferdinand Eppen**, Berlin[1]).

Seit Anfang d. J. betreibt die Deutsche Reichspost zur Klärung der Frage, ob unterhalb Deutschlands mit kurzen Wellen betriebssicher Telephonie- und Telegraphie-Verkehr gemacht werden kann, einen Kurzwellensender mit dem Rufzeichen AFK in der Funkversuchsanlage Döberitz (Uebungsplatz), der Wellen zwischen 10 und 200 m geben kann. Der Sender ist kristallgesteuert und erreicht die hohen Frequenzen durch Frequenzvervielfachung. Die letzte Stufe hat eine wassergekühlte Röhre, die eine Telegraphierleistung von 10 kW in die Antenne zu geben vermag. Z. Zt. wird mit einer Linearantenne von etwa 20 m gearbeitet. Nach der Inbetriebnahme des Senders auf Welle 37,65 m wurden bei den Empfangsstellen in Berlin und Zehlendorf sehr große Amplitudenschwankungen von großer Regelmäßigkeit festgestellt. Mehrfach wurde 20 Minuten und länger beobachtet, daß die Lautstärke ganz gleichmäßig etwa 70mal je Minute vom Maximum bis auf Null herabging. An anderen Tagen wurden schnellere oder langsamere Perioden festgestellt, im allgemeinen lagen die Periodenzahlen zwischen ¼ und 2/sec. Weiter entfernt gelegene Beobachtungsstellen, z. B. Frankfurt (Oder), Hindenburg (O.-S.), Konstanz stellten ebenfalls über längere Zeiträume gehende gleichmäßige Schwankungen fest, nur trat die Regelmäßigkeit infolge der Fadingwirkung nicht so klar zu Tage. Von allen Stellen wurde mitgeteilt, daß Tonschwankungen bei Ueberlagerungsempfang mit dem Ohr nicht feststellbar wären.

Bei der auffallenden Regelmäßigkeit der Schwankungen war es höchst unwahrscheinlich, daß sie durch Störungen im Ausbreitungsvorgang hervorgerufen würden. Es lag vielmehr die Vermutung nahe, daß die Schwankungen durch irgendwelche Vorgänge am Sender hervorgerufen würden.

Wie oben bereits gesagt, sank die Empfangslautstärke regelmäßig bis auf Null. Dabei stand das Antennenamperemeter völlig ruhig, ebenso das Galvanometer eines in etwa 10 m Entfernung vom Sender stehenden Wellenmessers mit angekoppeltem Detektorkreis. Ein in etwa 80 m Entfernung aufgestelltes einfaches Feldstärkenmeßgerät (Rahmen mit Röhrenvoltmeter), das geringe Trägheit besaß und Amplitudenschwankungen von weniger als 5 Prozent mit Sicherheit anzeigte, stand ebenfalls völlig ruhig, während der Empfang in etwa 17 km Entfernung in stärkstem Maße von guter Kopfhörerlautstärke bis zur Unhörbarkeit schwankte. Auch bei einem in 3 km Entfernung vom Sender befindlichen Empfänger waren die Schwankungen bereits bemerkbar.

Nach den Feststellungen in unmittelbarer Nähe des Senders war es sicher, daß die von den Empfangsstellen beobachtete Stärke der Amplitudenschwankungen nicht Schwankungen des Antennenstromes von auch nur annähernd vergleichbarer Größe entsprach. Auf Grund früherer Beobachtungen ähnlicher Erscheinungen beim Gleichwellenrundfunk wurde daher folgende Erklärung vermutet: Die Welle fällt am Empfangsort aus irgendwelchen noch nicht geklärten Vorgängen aus zwei Richtungen ein. Die Interferenz der beiden Strahlen gibt an bestimmten Punkten ein Maximum, an anderen ein Minimum der Feldstärke und damit der Lautstärke. Sobald sich nun die Frequenz des Senders ändert, ändern die Punkte der Maxima und Minima ihre Lage, so daß im ortsfesten Empfänger bald ein Minimum, bald ein Maximum im Empfang vorhanden ist. Es kam nun zunächst darauf an, festzustellen, ob tatsächlich geringe Schwankungen der Sendefrequenz vorhanden waren und ob sie im gleichen Tempo eintraten wie die Maxima und Minima beim Empfang.

Wie gesagt, waren beim Hörempfang keine Frequenzänderungen feststellbar. Zur genaueren Untersuchung wurde folgendes bekannte Verfahren angewandt. Der Sender wurde in Zehlendorf (Entfernung vom Sender 17 km) mit Ueberlagerung empfangen und der entstehende Ton über Leitung in Berlin auf eine Oszillographenschleife gelegt. Der gleiche Empfang wurde nun noch über ein zweites Kabeladerpaar nach Berlin gegeben, die ankommenden Ströme dort mit einem Tonsummer überlagert, so daß Schwebungen entstanden, und der resultierende Strom auf eine zweite Oszillographenschleife gegeben. Wenn Schwankungen in der Frequenz des Senders vorhanden waren, mußte die Zahl der sekundlichen Schwebungen sich ändern, und zwar müßte diese Aenderung mit den von der anderen Schleife auf-

[1]) Nach gemeinsamen Versuchen mit H. Weigt und H. Scheibe.

gezeichneten Amplitudenänderungen zusammenfallen. Daß dieses tatsächlich der Fall ist, geht aus den Figuren 1 und 2 hervor. Bei den oszillographischen Aufnahmen gab der Sender unmoduliert Dauerstrich. Fig. 1 zeigt oben die Schwankungen des Empfangs in Zehlendorf — die Dauer einer Schwankung beträgt 1,5 sec —, unten die Schwebungen, die bei Ueberlagerung des Zehlendorfer Empfangs mit einem Niederfrequenzton von 1000 Hz entstehen. Die Häufigkeit der Schwebungen ist, wenn die

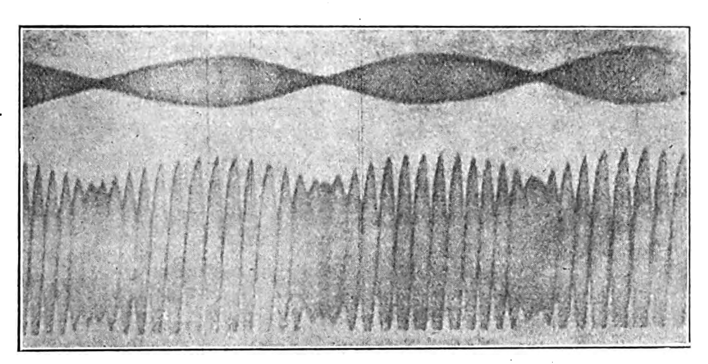


Fig. 1.

Amplituden klein sind, etwa doppelt so groß wie zur Zeit der Amplitudenmaxima. Wie man sieht, gehen die Schwankungen der Amplituden deutlich mit denen der Frequenz zusammen. Noch klarer zeigt Fig. 2 die Verhältnisse. Die Dauer einer Schwankung beträgt hier 4,1 sec. Oben ist wieder der Empfang von Zehlendorf dargestellt, während unten die Schwebungen zu sehen sind. Der Unterschied in der Häufigkeit der Schwebungen ist hier besonders deutlich.

Durch die Untersuchung ist bewiesen, daß die beobachteten Amplitudenschwankungen des Empfangs mit Frequenzschwankungen des Senders zusammenfallen, und es ist sehr wahrscheinlich, daß die Amplitudenschwankungen des Empfanges durch die Frequenzschwankungen des Senders hervorgerufen werden. Die an der Beobachtungsstelle festgestellten Amplitudenschwankungen gingen, wie eine genaue Nachprüfung ergab, synchron mit Schwankungen des Heizstromes der kristallgesteuerten Röhre der ersten Kaskade.

Nach diesen Ergebnissen muß man bei periodischen Schwankungen von Sendern, wie sie häufiger von Empfangsstellen gemeldet werden, vorsichtig mit der Behauptung

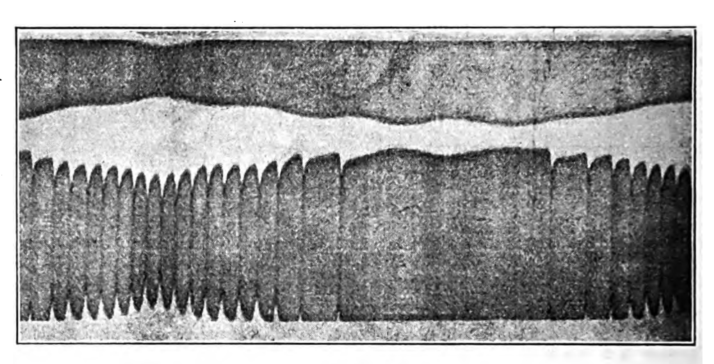


Fig. 2.

sein, daß sie auf die gewöhnlichen Schwunderscheinungen (Fading) zurückzuführen seien. Beobachtungen regelmäßiger Schwankungen bei längeren Wellen werden in gleicher Weise untersucht werden.

Zusammenfassung.

Es wird durch oszillographische Aufnahmen gezeigt, daß regelmäßige Schwunderscheinungen (Fading), wie sie häufig beim Kurzwellenempfang beobachtet werden, im engsten Zusammenhang mit periodischen, sehr geringen Schwankungen der Sendefrequenz stehen.

(Eingegangen am 22. März 1928.)

Berichtigung

zu dem Aufsatz von Max Dieckmann, Gräfelfing: „Verfahren zur Ermittlung der wirksamen Höhe von Antennen und des Empfangswertes einer Anlage unter Mitbenutzung des Biot-Savartschen Feldes in unmittelbarer Antennennähe", ds. Jahrbuch **31**, Seite 65, 1928, Heft 3.

Die auf Seite 68, linke Spalte, nach Formel (8) befindliche Formel gehört zu Fußnote [4]), die somit lautet:

[4]) Formel (8) folgt aus der bekannten Beziehung

$$J = \frac{2\pi\,\mathfrak{E}\,AW}{R\lambda} = \frac{2\pi\cdot 3\cdot 10^4\,\mathfrak{H}\,AW}{R\lambda}.$$

Zusammenfassender Bericht. Über die Kompensation der schädlichen Kapazitäten und ihrer Rückwirkung bei Elektronenröhren.

Von **Manfred von Ardenne** und **Wolfgang Stoff**, Berlin.

Teil II.*)

2. Röhrenanordnungen mit aperiodischen Kopplungsgliedern.

Wie schon im ersten Teil auseinandergesetzt wurde, ist bei Verstärkern mit aperiodischen Kopplungsgliedern hauptsächlich die kapazitive Belastung des Anodenkreises von schädlichem Einfluß. Diese Belastung wird bei rein Ohmschen Anodenwiderständen durch die statischen Röhren- und Leitungskapazitäten und durch die Anodenrückwirkung hervorgerufen. Die infolge der Rückwirkung im Gitterkreis auftretende Wirkkomponente ist für diesen Fall positiv,

*) 1. Teil ds. Jahrbuch 31, S. 122, 1928.



wirkt also dämpfend. Bei vollständiger Kompensation der Anodenrückwirkung wird nur der Einfluß der zusätzlichen Kapazität im Gitterkreis aufgehoben, während die statischen Kapazitäten weiter den Anodenkreis, der bei den Verstärkern mit aperiodischen Kopplungsgliedern meist mit dem Gitter der folgenden Stufe identisch ist, belasten. Aus diesem Grunde müssen bei Verstärkern dieser Art die Röhrenkapazitäten und auch die etwa eingeschalteten

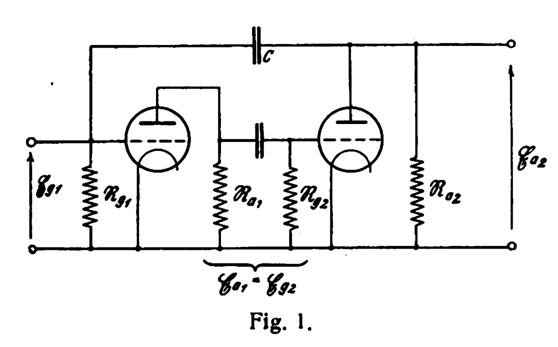


Fig. 1.

Kompensationskapazitäten so klein wie nur möglich gehalten werden. Man wird deshalb bei diesen Anordnungen immer die volle zur Kompensation zur Verfügung stehende Spannung ausnutzen.

a) Kompensation bei zwei hintereinandergeschalteten Röhren.

Bei einer einzelnen Verstärkerstufe mit rein Ohmscher Anodenbelastung besteht bekanntlich zwischen Anoden- und Gitterwechselspannung eine Phasenverschiebung von 180°. Bei Anordnungen mit mehreren hintereinandergeschalteten Verstärkerstufen erscheint es daher möglich, die Rückwirkung der Anodenspannung einer Stufe auf ihren Gitterkreis mit Hilfe der Anodenspannung der folgenden Stufe zu kompensieren. Eine solche Anordnung, wie sie zur Schwingungserzeugung von Leithäuser und Heegner[1]) angegeben wurde, ist in Fig. 1 dargestellt worden. Für den Strom im Gitterkreis ergibt sich hiernach folgende Beziehung:

$$\mathfrak{J}_{g1} = \mathfrak{E}_{g1}\cdot\left(\frac{1}{\mathfrak{R}_{g1}} + j\,\omega\,C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_{g1}\cdot j\,\omega C_{ga} - \mathfrak{E}_{a1}\cdot j\omega C_{ga} + \mathfrak{E}_{g1}\cdot j\,\omega C - \mathfrak{E}_{a2}\cdot j\,\omega C; \qquad (1)$$

Hierbei ist zunächst zu beachten, daß infolge der Verstärkerwirkung der zweiten Röhre $\mathfrak{E}_{a2}$ ein Vielfaches der Spannung $\mathfrak{E}_{a1}$ beträgt; die Kapazität C muß deshalb entsprechend kleiner als die Gitter-Anode-Kapazität der ersten Röhre gewählt werden. Die Belastung durch die statische Kapazität C ist in diesem Fall sehr klein, so daß die besprochene Anordnung auch in dieser Hinsicht vorteilhaft erscheint. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß $\mathfrak{R}_{a2}$ im allgemeinen keinen rein Ohmschen Widerstand darstellt. Ist dieser Widerstand überwiegend kapazitiv, so wird die Kapazität im Gitterkreis der ersten Stufe nur wenig verringert; es findet indessen eine Entdämpfung statt, die selbst bei Niederfrequenzverstärkern fast immer Selbsterregung zur Folge hat. Werden an die in Fig. 1 gezeichnete zweite Stufe weitere Stufen auf die gleiche Art angekoppelt, so ist $\mathfrak{R}_a$ immer als überwiegend kapazitiv anzusehen, so daß in diesem Fall eine Kompensation der zusätzlichen Kapazitäten im Gitterkreis nach der besprochenen Methode nicht möglich ist. Macht man andererseits die Anodenbelastung der zweiten Stufe überwiegend induktiv, so ist zwar jetzt eine Kompensation der Kapazität im Gitterkreis der vorhergehenden Stufe möglich, jedoch besteht die Gefahr, daß in der zweiten Stufe, bei der eine Kompensation der Anodenrückwirkung nicht stattfindet, Selbsterregung eintritt. Aus den Betrachtungen ergibt sich, daß die besprochene Anordnung für Hochfrequenzverstärker nicht geeignet ist; bei Niederfrequenzverstärkern läßt sich zur Kompensation allein die Anodenspannung der Endstufe benutzen, jedoch nur, wenn der Lautsprecherkreis für die hohen Frequenzen als induktiv anzusehen ist. Die Rückwirkung in der Endstufe ist in diesem Fall infolge der geringen Spannungsverstärkung dieser Stufe sehr gering. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Anordnung nach Fig. 1, wie auch die Untersuchungen von Leithäuser und Heegner zeigen, nur zur Dämpfungsverminderung und Schwingungserzeugung gut geeignet ist.

b) Kompensation bei Doppelgitterröhren.

Auf besonders einfache Art läßt sich eine Kompensation der Anodenrückwirkung bei Verwendung von Doppelgitterröhren in Raumladeschaltung durchführen. Wie sich aus den Kennlinienscharen dieser Röhren ergibt, verteilt sich im Sättigungszustand der Emissionsstrom entsprechend der Gittervorspannung auf das Raumladegitter und die Anode. Infolgedessen entspricht einer Aenderung des Anodenstroms eine entgegengesetzte Aenderung des Raumladestroms. Durch die Einschaltung eines geeigneten Widerstandes in den Raumladekreis läßt sich so eine Spannung erzeugen, die gegenüber der Anodenwechselspannung entgegengestzte Phase besitzt und zu ihrer Kompensation benutzt werden kann. Eine entsprechende Anordnung, wie sie von Schrader[2]) angegeben und von Müller[3]) untersucht wurde, ist in Fig. 2 dargestellt. Bei dieser Anordnung besteht folgende Beziehung für den im Gitterkreis fließenden Strom:

$$\mathfrak{J}_g = \mathfrak{E}_g\cdot\left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j\,\omega C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_g\cdot j\,\omega C_{ga} - \mathfrak{E}_a\cdot j\,\omega\,C_{ga} + \mathfrak{E}_g\cdot j\,\omega C_{gr} - \mathfrak{E}_r\cdot j\,\omega\,C_{gr}; \qquad (2)$$

Die Kompensationsbedingung lautet in diesem Fall: $\mathfrak{E}_a\cdot C_{ga} = -\mathfrak{E}_r\cdot C_{gr}$; Hierbei ist: $\mathfrak{E}_a = -\mathfrak{J}_a\cdot\mathfrak{R}_a$: und $\mathfrak{E}_r = -\mathfrak{J}_r\cdot\mathfrak{R}_r$; außerdem ist nach obigem: $\mathfrak{J}_a = -\mathfrak{J}_r$. Zur Kompensation muß demnach der Raumladekreis eine Belastung von

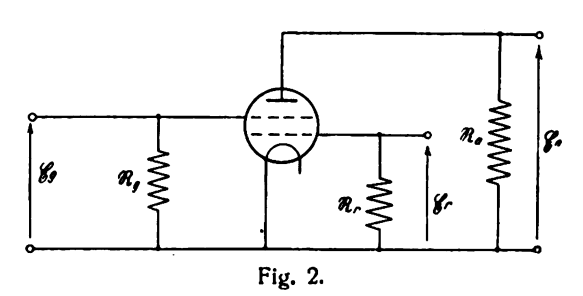


Fig. 2.

gleicher Phase wie die Anodenbelastung besitzen. Selbstverständlich wird auch bei dieser Schaltung nur die Anodenrückwirkung kompensiert, während die Belastung des Gitterkreises durch die statischen Kapazitäten bestehen bleibt, eine Tatsache, auf die auch Schrader in seiner Arbeit hinweist. Die Rückwirkung des Gitterkreises auf Anoden- und Raumladekreis braucht bei der besprochenen Anordnung ebenso wie bei den früheren Schaltungen wegen ihres kleinen Wertes nicht berücksichtigt werden. Dagegen

[1]) G. Leithäuser und K. Heegner: Über Schwingungserzeugung mittels zweier Elektronenröhren. Ds. Jahrbuch 17, S. 21, 1921.

[2]) E. Schrader: Über Kapazitäten in Elektronenröhren. Ds. Jahrbuch 24, S. 35, 1924, Heft 2.

[3]) L. Müller, Brünn: Über die Kompensation der Anodenrückwirkung. Arch. f. Elektr. 16, S. 251, 1926, Heft 3.

vergrößert die gegenseitige Rückwirkung zwischen Anoden- und Raumladekreis die schon vorhandene kapazitive Belastung dieser Kreise durch die statischen Röhrenkapazitäten. Nach diesen Ueberlegungen erscheint die Kompensationsanordnung mit Doppelgitterröhren außerordentlich vorteilhaft, da sie einmal bei Phasengleichheit von $\mathfrak{R}_a$ und $\mathfrak{R}_r$ eine Kompensationsspannung von genau entgegengesetzter Phase gegenüber der Anodenwechselspannung liefert, und sich andererseits eine vollständige Kompensation auch in einem größeren Frequenzbereich durchführen läßt. Die Schaltung nach Fig. 2 besitzt jedoch den Nachteil, daß durch Einschaltung eines Raumladegitters die statischen Kapazitäten sehr vergrößert werden. Gemäß Formel (2) hat die nach der Kompensation noch vorhandene Kapazität folgenden Wert:

$$C_g = C_{gk} + C_{ga} + C_{gr};$$

Für die Kapazität im Anodenkreis läßt sich leicht folgende Formel ableiten:

$$C_a = C_{ak} + C_{ga} + C_{ar}\left(1 - \frac{\mathfrak{E}_r}{\mathfrak{E}_a}\right);$$

Da bei Verstärkern mit aperiodischen Kopplungsgliedern immer der Anodenkreis einer Stufe mit dem Gitterkreis der folgenden Stufe identisch ist, setzt sich die kapazitive Belastung beider Kreise aus der Summe ihrer Belastungen zusammen; nimmt man angenähert jede Kapazität zu 1,5 cm an, so würde sich hierbei eine Gesamtkapazität von etwa 10,5 cm ergeben. Ein derart hoher Kapazitätswert erschwert naturgemäß die wirksame Hochfrequenzverstärknug kurzer Wellen sehr; daneben bietet bei dieser Schaltung auch die Einstellung auf genaue Phasengleichheit der Widerstände im Anoden- und Raumladekreis Schwierigkeiten.

Um den vorher erwähnten Nachteil zu beseitigen, wurde von L. Müller vorgeschlagen, durch Ueberkompensation auch den schädlichen Einfluß der statischen Kapazitäten selbst aufzuheben. Nach der obigen Formel (2) erscheint dies möglich durch Vergrößern des Widerstandes $\mathfrak{R}_r$ oder, was auf dasselbe hinausläuft, durch Vergrößern der Kapazität C_{gr} zwischen Gitter und Raumladegitter. Hierbei ist jedoch die oben geforderte Phasengleichheit nicht mehr aufrecht zu erhalten, da bei beiden Methoden die kapazitive Belastung des Raumladekreises vergrößert wird, während diese durch die Kompensation im Anodenkreis abnimmt. Sobald hier $\mathfrak{R}_r$ kapazitiver als $\mathfrak{R}_a$ wird, findet ebenso wie bei der vorher untersuchten Anordnung mit zwei hintereinandergeschalteten Röhren eine Entdämpfung des Gitterkreises statt. Die oben beispielsweise angeführte Gesamtkapazität von 10,5 cm läßt sich hierbei, wie aus einer näheren Rechnung hervorgeht, nur auf etwa 7,5 cm verringern. Die gleichen Gesichtspunkte gelten für die Beseitigung der Frequenzabhängigkeit bei Niederfrequenzverstärkern; hier ist ebenso eine Ueberkompensation nur in geringem Maße möglich, da sonst Selbsterregung eintritt. Auch Verstärker, die zur Kopplung Niederfrequenztransformatoren verwenden, zeigen in dieser Hinsicht ein ähnliches Verhalten; außerdem sind in diesem Fall die statischen Kapazitäten immer klein gegenüber den Wicklungskapazitäten der Transformatoren. Mit Rücksicht auf die unvermeidliche Schwingneigung läßt sich eine Kompensation der Transformatoren-Kapazitäten mit Hilfe der besprochenen Anordnung nur zu einem geringen Teil verwirklichen. Nach den obigen Ueberlegungen erscheint die Kompensationseinrichtung mit Raumladegitterröhren nur bei Niederfrequenzverstärkern, die Ohmsche Widerstände zur Kopplung benutzen, vorteilhaft. Dieser Vorteil läßt sich jedoch kaum ausnutzen, da sich bei Raumladegitterröhren eine günstige Verstärkung meist nur ergibt, wenn mit größeren Anodenströmen und somit kleineren Anodenwiderständen gearbeitet wird.

c) Kompensation bei Verstärkern in Gegentaktschaltung.

Während es bei den vorher besprochenen Anordnungen Schwierigkeiten bot, die zu einer vollständigen Kompensation erforderlichen Phasenbedingungen zu erfüllen, sind, wie schon im ersten Teil erwähnt, diese bei Gegentaktschaltungen von selbst gegeben. In bezug auf die Kathoden zweier Röhren, die im Gegentakt arbeiten, besitzen die Anoden-Wechselspannungen dieser Röhren (unabhängig von der zu verstärkenden Frequenz) immer genau entgegengesetzte Phase und können somit zur gegenseitigen Kompensation benutzt werden. Wie das prinzipielle Schaltbild nach Fig. 3 nochmals zeigt, geschieht die Kompensation durch

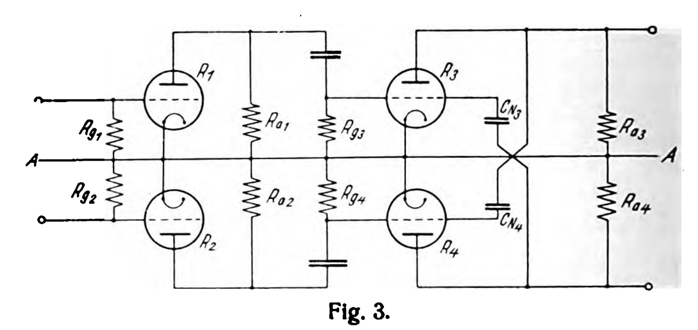


Fig. 3.

Einschaltung von Kondensatoren zwischen Anode der einen und Gitter der anderen Röhre. Wie im ersten Teil (vgl. Formel (9)) gezeigt wurde, wird die Anodenrückwirkung aufgehoben, wenn die Bedingung $\frac{\mathfrak{E}'_a}{\mathfrak{E}_a} = \frac{\mathfrak{E}'_g}{\mathfrak{E}_g} = \frac{C_{ga}}{C_N}$ erfüllt ist. Unter dieser Annahme besteht für den Strom im Gitter- und Anodenkreis einer Röhre folgende Beziehung:

$$\mathfrak{J}_{g3} = \mathfrak{J}_{g4} = \mathfrak{E}_g \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_g} + j\omega C_{gk}\right) + \mathfrak{E}_g \cdot j\omega (C_{ga} + C_N); \quad (3)$$

$$\mathfrak{J}_{a3} = \mathfrak{J}_{a4} = \mathfrak{E}_a \cdot \left(\frac{1}{\mathfrak{R}_a} + j\omega C_{ak}\right) + \mathfrak{E}_a \cdot j\omega (C_{ga} + C_N);$$

Die Gleichungen gelten für beide Systeme einer Gegentaktanordnung, da vorausgesetzt wird, daß der zugrundegelegte Verstärker (wie allgemein üblich) vollkommen symmetrisch zur neutralen Achse A—A ausgeführt wird. Trifft diese Voraussetzung nicht zu, so besteht selbstverständlich auch nicht mehr eine Phasenverschiebung von genau 180° zwischen den Anodenwechselspannungen; infolgedessen ist dann eine frequenzunabhängige Entkopplung nicht mehr möglich.

Durch die Aufhebung der Anodenrückwirkung wird die kapazitive Belastung der Gitterkreise, besonders wenn die einzelnen Stufen eine große Verstärkungsziffer besitzen, sehr verringert. Sie wird, wie schon mehrfach betont, nicht vollkommen aufgehoben, da der schädliche Einfluß der statischen Kapazitäten auch bei vollständiger Kompensation bestehen bleibt. Hierbei soll nochmals darauf hingewiesen werden, daß neben den eigentlichen Röhrenkapazitäten auch die eingeschalteten Hilfskapazitäten C_{N3} und C_{N4} den Gitter- und Anodenkreis belasten. Da, wie schon mehrfach gesagt, der Anodenkreis einer Stufe immer mit dem Gitterkreis der folgenden Stufe übereinstimmt, beträgt die Gesamtkapazität, die dem Anodenwiderstand als parallel geschaltet anzusehen ist:

$$C_a + C_g = C_{ak} + C_{ga} + C_N + C_{gk} + C_{ga} + C_N; \quad (4)$$

Diese Kapazität ist infolge Fortfalls der Rückwirkung des Raumladegitters auf den Anodenkreis etwas kleiner als der bei der vorigen Anordnung ermittelte Wert. Trotzdem ist auch bei der Gegentaktschaltung die durch Aufhebung der Anodenrückwirkung erzielte wesentliche Verbesserung nur für Niederfrequenzverstärker von praktischer Bedeutung.

Eine wirksame Hochfrequenzverstärkung kürzerer Wellen läßt sich bei dieser Schaltung nur erzielen, wenn durch Ueberkompensation neben der Anodenrückwirkung auch der schädliche Einfluß der statischen Kapazitäten möglichst vollständig aufgehoben wird. Im Gegensatz zu der oben besprochenen Doppelgitterröhrenanordnung ist dies hier leicht durch Vergrößerung der Hilfskapazitäten C_{N3} und C_{N4} möglich. Werden diese größer gewählt, als zur vollständigen Kompensation erforderlich ist, so findet eine Rückwirkung des Anodenkreises der Röhre R_4 auf den Gitterkreis der Röhre R_3 und umgekehrt statt. Für diese Rückwirkung bestehen ähnliche Beziehungen wie für die Anodenrückwirkung, und zwar ist diese künstlich hervorgerufene Rückwirkung naturgemäß von der Art der Anodenbelastung der anderen Röhre abhängig, d. h. die Anordnung ist in diesem Fall wieder frequenzabhängig. Da die jetzt an das Gitter gelangende Spannung entgegengesetzte Phase wie die Anodenspannung der Röhre selbst besitzt, wirkt sich diese zusätzliche Gitterkreis-Belastung wie eine Induktivität mit positiver oder negativer Ableitung aus. In diesem Fall ergibt sich bei kapazitiver Anodenbelastung eine entdämpfende Wirkkomponente im Gitterkreis, während diese bei induktiver Belastung dämpfend wirkt. Da bei Verstärkern mit aperiodischen Kopplungsgliedern der Anodenkreis immer als kapazitiv anzusehen ist, kann bei diesen eine Kompensation auch der statischen Kapazitäten nur soweit durchgeführt werden, als nicht durch die Wirkkomponente Selbsterregung bewirkt wird. Insbesondere gilt bei Widerstandsverstärkern, bei denen für den in Frage kommenden Frequenzbereich wieder Anodenkreis einer Stufe und Gitterkreis der folgenden Stufe identisch sind, folgende Beziehung für die gesamte Anodenbelastung einer Stufe:

$$\frac{1}{\mathfrak{R}_{A1}} = \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_g} + j\omega(C_{gk} + C_{ak} + 2C_{ga} + 2C_N) + j\omega C'_N \left(1 + \frac{\mathfrak{E}_{a4}}{\mathfrak{E}_{g3}}\right); \qquad (5)$$

Hierbei hat die gesamte Kompensationskapazität den Wert: $C_N + C'_N$; C_N bewirkt die oben besprochene vollständige Kompensation, während C'_N zur Ueberkompensation dient. Bei Widerstandsverstärkern erscheint es vorteilhaft, in den Stufen, in denen durch Ueberkompensation die kapazitive Belastung verringert worden ist, den ohmschen Widerstand im Anodenkreis zur Erhöhung der Verstärkungsziffer entsprechend zu vergrößern. Mit Rücksicht auf die entdämpfende Wirkkomponente im Gitterkreis wird man jedoch im Gegenteil den Anoden- beziehungsweise den Gitterableitewiderstand verkleinern, was insbesondere bei Hochfrequenz wichtig sein kann. Bei Ueberkompensation ist noch zu beachten, daß mit den Kompensationskondensatoren gleichzeitig die kapazitive Belastung der einzelnen Stufen vergrößert wird. Bei kleinen Werten des hierfür nach obiger Formel (5) maßgebenden reellen Teiles der Verstärkung werden die zur vollständigen Kompensation erforderlichen Kondensatoren entsprechend groß; unter Umständen läßt sich sogar die Kompensation überhaupt nicht durchführen.

Wie oben gezeigt wurde, liegt die Hauptschwierigkeit darin, daß durch die gleichzeitig auftretende Selbsterregung die vollständige Kompensation aller Kapazitäten unmöglich gemacht wird. Durch besondere Schaltmaßnahmen, die eine Aenderung der Phasenverhältnisse bezwecken, erscheint es möglich, diese Wirkkomponente zu beseitigen. An Hand des Diagramms (Fig. 4) sollen einige dieser Maßnahmen auf

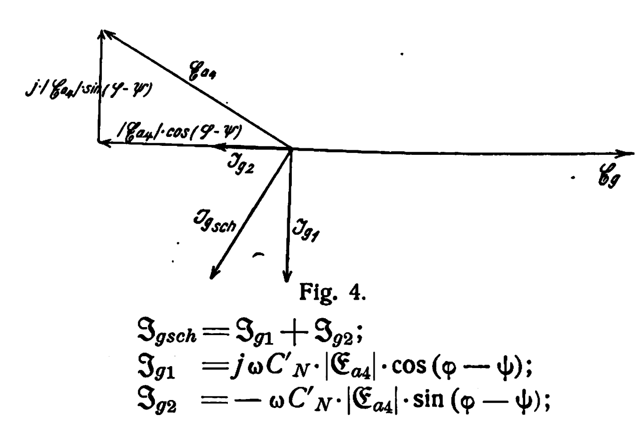


Fig. 4.

$$\mathfrak{J}_{gsch} = \mathfrak{J}_{g1} + \mathfrak{J}_{g2};$$
$$\mathfrak{J}_{g1} = j\omega C'_N \cdot |\mathfrak{E}_{a4}| \cdot \cos(\varphi - \psi);$$
$$\mathfrak{J}_{g2} = -\omega C'_N \cdot |\mathfrak{E}_{a4}| \cdot \sin(\varphi - \psi);$$

ihre praktische Verwendbarkeit hin näher untersucht werden; das Diagramm ist unter Berücksichtigung der Formeln (3) und (5) auf gleiche Weise wie das Diagramm in Fig. 3 des ersten Teiles entstanden. An der Phasenverschiebung zwischen den Spannungen $\mathfrak{E}_{a4}$ und $\mathfrak{E}_{g3}$ läßt sich nichts ändern, da diese durch die Art der Belastung im Anodenkreis gegeben ist. Dagegen kann man die durch die eingeschaltete Kompensationskapazität bewirkte Phasenverschiebung ändern, indem man an dieser Stelle eine beliebige Widerstandskombination mit anderem Operator einfügt. Ersetzt man den Kondensator z. B. durch eine Induktivität, so ist wieder die gewöhnliche Anodenrückwirkung vorhanden, d. h. im Gitterkreis wird wieder eine zusätzliche Kapazität hervorgerufen und eine Kompensation findet überhaupt nicht statt. Wird andererseits an Stelle einer reinen Kapazität ein Kondensator mit Ableitung, d. h. mit parallel liegendem Widerstand eingeschaltet, so beträgt die Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{E}_{a4}$ und $\mathfrak{J}_{gsch}$ nicht mehr genau 90°, sondern hat je nach Art und Größe der Ableitung einen kleineren oder größeren Wert. Aus dem Diagramm (Fig. 4) ergibt sich sofort, daß zur Beseitigung der Selbsterregung die Ableitung negativ sein muß; eine positive Ableitung würde die negative Komponente im Gitterkreis vergrößern und die zusätzliche Induktivität im Gitterkreis, die die Kompensation bewirkt, verringern. Da auf einfache Weise an dieser Stelle die Einführung eines negativen Widerstandes kaum möglich erscheint, ohne daß weitere Rückwirkungen innerhalb des Verstärkers stattfinden, soll auf diese Methode nicht näher eingegangen werden.

Eine weitere Anordnung würde sich dadurch ergeben, daß man von der bisher vorausgesetzten Symmetrie des Gegentaktverstärkers abgeht, und nur die eine Hälfte zur eigentlichen Verstärkung benutzt; die andere Hälfte dient dann nur als Hilfsverstärker und wird so bemessen, daß sie für den eigentlichen Verstärker die gewünschte Aufhebung der Kapazitäten bewirkt. Da der eigentliche Verstärker dann eine große Verstärkerziffer besitzen würde, käme es nicht darauf an, daß ein Teil der Eingangswechselspannung zum Betrieb des Hilfsverstärkers verloren geht. Auch diese Anordnung besitzt jedoch kaum praktische Bedeutung, da der Hilfsverstärker selbst nicht kompensiert wird. Infolge der geringen Verstärkung wäre einmal die erzeugte Gegenspannung nicht groß genug, und andererseits würden sich infolge der vorhandenen Unsymmetrie die Phasenbedingungen ungünstig gestalten.

d) Praktischer Teil.

1. Niederfrequenz-Gegentaktverstärker.

Die vorgeschlagene Methode zur Kompensation der schädlichen Kapazitäten läßt sich bei Niederfrequenzverstärkern leicht zur Anwendung bringen. Bei diesen handelt es sich hauptsächlich um die Beseitigung der Anodenrückwirkung, die entsprechend der hohen Verstärkungsziffer je Stufe hier besonders groß wird. Bei Widerstandsverstärkern, bei denen die statischen Kapazitäten immer klein gegenüber der zusätzlichen Kapazität durch die Rückwirkung sind, ist eine weitgehende Ueberkompensation nicht erforderlich, da die restlichen Kapazitäten hier nicht mehr schädlich sind. Die Abnahme der Verstärkung an der oberen Grenze des Hörbereiches (f = 10 000 Hertz) beträgt in diesem Fall bei einem dreistufigen Verstärker (einschl. Endstufe), wie eine Ueberschlagsrechnung zeigt, weniger als 10%; hierbei ist die übliche Dimensionierung, d. h. Verwendung von Röhren mit etwa 3% Durchgriff in Verbindung mit Anodenwiderständen von mehreren Millionen Ohm zugrunde gelegt worden[4]). Mit Hilfe der Kompensationsanordnung lassen sich somit Verstärker bauen, die bei hoher Verstärkung in dem gesamten Tonfrequenzgebiet keine merkliche Frequenabhängigkeit besitzen; derartige Verstärker sind besonders für Meß- und Sendezwecke geeignet. Bei den üblichen Anordnungen zur Musikwiedergabe kann man den Verstärkungsgrad, der sonst durch die zulässige Frequenzabhängigkeit begrenzt ist, durch Einführung der Kompensation und Benutzung anderer Abmessungen außerordentlich steigern. Da der Einfluß der schädlichen Kapazitäten nahezu aufgehoben ist, kann man in diesem Fall bei der Dimensionierung der Grenze, die durch die Isolationswiderstände und den günstigsten Durchgriff entsprechend der zugrunde gelegten Röhrengüte gegeben ist, nahekommen. Auch bei Verstärkern für mittlere Frequenzen, wie sie in den Anlagen für Telegraphiezwecke und den Zwischenfrequenz-Geräten Anwendung finden, läßt sich die oben untersuchte Kompensationseinrichtung vorteilhaft verwenden. Diese Mittel-

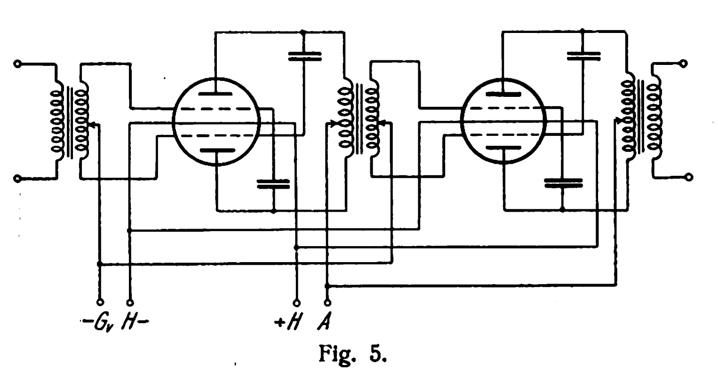


Fig. 5.

frequenz-Verstärker lassen sich hierdurch so wirksam gestalten, daß sie etwa die gleichen Verstärkungsgrade wie nicht kompensierte Niederfrequenzverstärker ergeben; sie zeigen sich infolgedessen bis zu Frequenzen von etwa 100 000 Hertz den Anordnungen mit abgestimmten Kopplungsgliedern gleichwertig, wenn nicht sogar überlegen.

Sehr vorteilhaft ist die vorgeschlagene Einrichtung auch für Transformatorenverstärker, da diese aus anderen Gründen zur Zeit recht verbreitet sind. Bei diesen ist es, wie Fig. 5 zeigt, durch Einschaltung der Kompensationskondensatoren leicht möglich, die bei diesen Verstärkern vorhandene Frequenzabhängigkeit weitgehend herabzusetzen, so daß man eine gleichmäßige Verstärkung bis zu den höchsten Frequenzen erhält. Allerdings ist hier zu beachten, daß zu den nach durchgeführter Kompensation noch vorhandenen statischen Kapazitäten auch die Wicklungskapazität des Transformators gehört. Da diese etwa 50—70 cm beträgt, läßt sie sich, wie schon früher erwähnt, infolge der unvermeidlichen Selbsterregung durch Ueberkompensation nur teilweise beseitigen. Die Verbesserung, die mit der Kompensation erzielt wird, ist aus der in Fig. 6 dargestellten

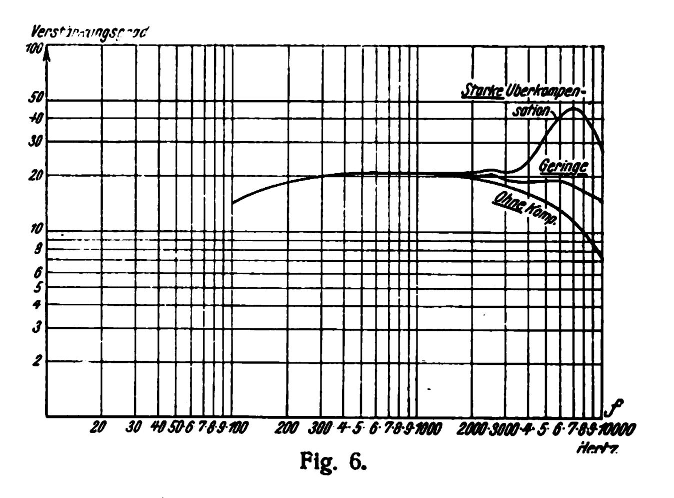


Fig. 6.

Verstärkungskurve eines älteren Gegentaktverstärkers zu ersehen[5]). Dieser Verstärker besaß ohne Kompensation eine große Frequenzabhängigkeit im oberen Hörbereich. Bei Einschaltung der Kompensationskapazitäten wurde, wie die oberen Kurven zeigen, die Frequenzabhängigkeit weitgehend verringert; der Unterschied der beiden Anordnungen bei der Musikwiedergabe war auch mit dem Ohr deutlich festzustellen. Die Ungleichmäßigkeiten der oberen Kurven lassen auf Resonanzerscheinungen infolge der Entdämpfung des Verstärkers bei der Ueberkompensation schließen. Die hinzugeschalteten Kompensationskapazitäten betrugen etwa 30—50 cm; wurden diese Kondensatoren sehr vergrößert, so trat, wie zu erwarten, Selbsterregung ein. Zur Beseitigung der Schwingneigung ist es auch hier möglich, den Transformator durch parallel geschaltete Ohmsche Widerstände zu belasten. Vorteilhafter ist es jedoch, wenn man, wie sich auch aus anderen Ueberlegungen ergibt, Transformatoren mit niedrigem Uebersetzungsverhältnis in Verbindung mit Röhren von kleinem Durchgriff verwendet[6]). Zu dem Aufbau von Gegentaktverstärkern ist noch allgemein zu sagen, daß man gemäß Fig. 5 an Stelle von je zwei Einfachröhren vorteilhaft eine Doppelröhre mit einem Heizfaden, zwei Gittern und zwei Anoden benutzt. Durch gleichzeitigen Einbau der Kompensationskondensatoren in die Doppelröhren lassen sich die vorgeschlagenen Gegentaktverstärker sehr vereinfachen[7]).

2. Hochfrequenz-Gegentaktverstärker.

Die praktischen Folgerungen der obigen Untersuchungen wurden an einem Zweifachverstärker nachgeprüft. Zur Erzielung der notwendigen Abstimmschärfe wurde an den Eingang des Verstärkers ein abgestimmter Kreis gelegt und außerdem der Gleichrichter mit nachfolgendem Niederfrequenzverstärker über einen abgestimmten Kreis ange-

[4]) Vgl. den von den Verfassern durchgerechneten Verstärker in der Arbeit: M. v. Ardenne u. W. Stoff. Die Berechnung der Scheinkapazität bei Widerstandsverstärkern. Ds. Jahrbuch 30, S. 88, 1927.

[5]) Über die Meßanordnung vgl. Manfred von Ardenne: Zur Messung der Spannungsverstärkung bei Niederfrequenzverstärkern. Die Radiotechnik 4, S. 25, 1927. Beilage zu E. u. M. 45, Heft 10, 1927.

[6]) Vgl. das Buch: L. Müller und M. v. Ardenne, „Transformatorenverstärker", Berlin 1927, S. 59 ff.

[7]) Auf diese Anordnung und auf eine Reihe oben untersuchter Schaltungen sind Schutzrechte angemeldet worden.



koppelt. Die einzelnen Verstärkerstufen und die Spulen auf der Ausgangsseite wurden vollständig abgeschirmt, um eine Selbsterregung durch die Spulenfelder usw. möglichst auszuschließen. Zur Erzielung einer großen Verstärkungsziffer wurden Röhren von kleinem Durchgriff (3—6%) benutzt; die Anodenwiderstände hatten unter Berücksichtigung der kapazitiven Nebenschlüsse einen Wert von etwa 50000 Ohm. Der Verstärker wurde sehr kapazitätsarm ausgeführt, um die statischen Kapazitäten so klein wie möglich zu halten. Bei praktischen Versuchen mit diesem Hochfrequenzverstärker ergab sich eine merkliche Erhöhung der Verstärkungsziffer bei Einschaltung der Kompensationskondensatoren. Allerdings trat bei einer weitgehenden Ueberkompensation eine Entdämpfung des Verstärkers ein, so daß dann zu der aperiodischen Verstärkung noch eine Verstärkung durch Rückkopplung hinzukam. Im Einklang mit den theoretischen Ueberlegungen zeigte sich, daß der Verstärker nur zum Schwingen gebracht werden konnte, wenn der Anodenkreis der zweiten Stufe durch Verstimmen des Ausgangskreises kapazitiv gemacht wurde; selbstverständlich trat auch Selbsterregung bei genauer Abstimmung der Kreise und zu groß gewählten Kompensations-Kapazitäten ein. Bei der ersten Stufe wurde die Kompensation dazu benutzt, die infolge der Anodenrückwirkung im Eingangskreis auftretende dämpfende Wirkkomponente aufzuheben oder diesen gegebenenfalls zu entdämpfen. Die mit dem Gerät erzielten Empfangsresultate auf den Rundfunkwellen entsprachen etwa denen eines Neutrodyne-Empfängers gleicher Stufenzahl.

Die praktischen Erfahrungen mit dem besprochenen Gerät zeigten, daß eine ausreichende Hochfrequenzverstärkung nur zu erhalten ist, wenn alle statischen Kapazitäten so klein wie nur möglich gehalten werden. Während bei nicht kompensierten Verstärkern, bei denen meist die durch die Anodenrückwirkung hervorgerufene dynamische Kapazität gegenüber den statischen Kapazitäten überwiegt, vor allem die Gitter-Anode-Kapazität klein gehalten werden muß, kommt es bei den Kompensationsanordnungen darauf an, die Summe der statischen Kapazitäten nach Formel (4) möglichst klein zu machen; infolgedessen ist auch auf einen kleinen Wert der Kapazitäten zwischen Kathode und Gitter und zwischen Kathode und Anode zu achten. Man muß daneben eine besonders sorgfältige Leitungsführung benutzen und außerdem entweder normale, aber entsockelte Röhren oder Spezialausführungen, wie z. B. die Philips-Hochfrequenzröhre A 435 (mit getrennt herausgeführter Anode), verwenden. Die Anordnung wird besonders kapazitätsarm, wenn, wie schon eingangs erwähnt, der ganze Verstärker in eine Mehrfachröhre eingebaut wird. — Neben kleinen Kapazitäten ist zur Erzielung einer wirksamen Hochfrequenzverstärkung kurzer Wellen die Verwendung von Röhren mit hoher Güte erforderlich; besonders mit den modernen Ausführungen, die mit sehr geringem Heizaufwand eine hohe Steilheit erzielen, lassen sich hier gute Resultate erhalten. Allerdings haben diese Dunkelstrahler-Röhren mit Bariumkathode wieder den Nachteil größerer Kapazitäten, die auf die größere Ausdehnung der Elektroden zurückzuführen sind. Die obigen Ueberlegungen zeigen, daß die beschriebene Kompensationsanordnung für sich allein zwar auch eine Verbesserung der aperiodischen Hochfrequenzverstärkung bewirkt, jedoch besonderen Wert erst in Verbindung mit der Verbesserung, die durch Verringern der statischen Kapazitäten und Verwendung von Röhren großer Güte erzielt wird, erlangt.

Zusammenfassung des zweiten Teiles.

Bei den Verstärkern mit aperiodischen Kopplungsgliedern sollen durch die Kompensation in der Hauptsache die kapazitiven Einflüsse, die eine wirksame Verstärkung kürzer Wellen verhindern, beseitigt werden. Wird nach Leithäuser-Heegner zur Kompensation der Anodenspannung die in einer nachfolgenden Stufe erzeugte Spannung benutzt, so ist die Phasenverschiebung zwischen diesen beiden Spannungen von der Anodenbelastung der zweiten Stufe abhängig; ist diese kapazitiv, so tritt meist Selbsterregung ein. — Bei Raumladegitter-Röhren läßt sich durch Einschaltung eines Widerstandes, der den gleichen Operator wie der Anodenwiderstand besitzt, in den Raumladekreis mit Hilfe der Raumladespannung eine Kompensation bewirken. Bei einer Ueberkompensation, durch die auch der Einfluß der statischen Kapazitäten aufgehoben wird, läßt sich die aufgestellte Bedingung für den Widerstand im Raumladekreis nicht mehr aufrecht erhalten; die Raumladespannung besitzt nicht mehr genau entgegengesetzte Phase gegenüber der Anodenwechselspannung, und bei kapazitiver Belastung tritt Selbsterregung ein. — Bei Verstärkern in Gegentaktschaltung bleibt die Phasenverschiebung von genau 180° zwischen den sich gegenseitig kompensierenden Anodenwechselspannungen der beiden im Gegentakt arbeitenden Röhren immer bestehen, selbst wenn eine Ueberkompensation stattfindet. Eine vollständige Aufhebung der statischen Kapazitäten ist auch bei dieser Anordnung nicht möglich, da bei kapazitiver Anodenbelastung und weitgehender Ueberkompensation Selbsterregung eintritt. Diese Kompensation läßt sich auf einfache Weise bei Niederfrequenzverstärkern in Gegentaktschaltung durchführen; man erhält dann im oberen Hörbereich eine nahezu gleichmäßige Verstärkung. Bei Hochfrequenzverstärkern ergibt die Anordnung gute Resultate in Verbindung mit Einrichtungen mit besonders niedrig gehaltenen statischen Kapazitäten und Röhren hoher Güte.

(Eingegangen am 11. Februar 1928.)

Referate.

E. V. Appleton und **J. A. Ratcliffe.** Die Natur der Schwankungen in der drahtlosen Telegraphie. I. und II. (On the nature of wireless signal variations.) Proc. Roy. Soc. A, **115**, 291—317, 1927.

I.

1. Wahl der Versuchsstrecke.

Bei den früheren Versuchen war der Sender in London, der Empfänger in Cambridge. Die Entfernung (55 Meilen) war aber so klein, daß die Intensität der Bodenwelle viel größer war, als diejenige der Luftwelle. Andererseits ist bei einer Wellenlänge von ca. 400 m, wie sie tatsächlich verwendet wurde, erfahrungsgemäß in einer Entfernung von 100—150 Meilen die Amplitude der Luftwellen schon ungefähr ebenso groß, wie diejenige der Bodenwelle, so daß also die Zeichen zeitweise schon ganz verschwinden. Es wurde deshalb eine Empfangsstation gewählt (Peterborough), deren Entfernung vom Londoner Sender (78 Meilen) etwas kleiner war, so daß also die Bodenwelle immer als Bezugssystem übrig blieb, die Wirkung der Luftwellen aber doch schon sehr erheblich war.

2. Sende- und Empfangsstation.

Meist wurde der Londoner Rundfunksender ($2LQ$, $\lambda = 365$ m) für die Versuche benützt; für besondere Versuche in der Nähe des Sonnenaufgangs gab er mit unmodulierten Wellen. Zu Untersuchungen, bei denen die Sende-

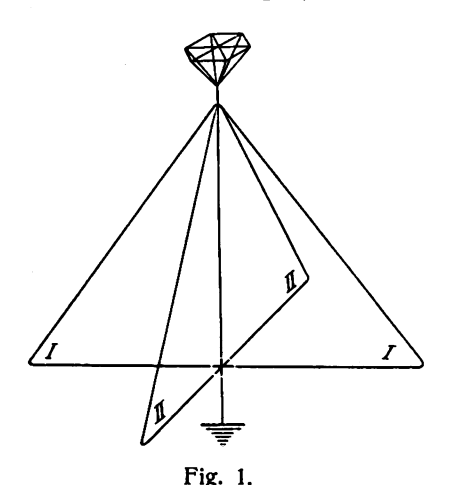


Fig. 1.

frequenz kontinuierlich variiert wurde, diente der Sender ($5HW$, $\lambda = 400$ m) des National Physical Laboratory in Teddington bei London.

An der Empfangsstelle Peterborough (Fig. 1) befand sich a) eine vertikale Antenne von 16 m Höhe, oben zur Erhöhung der Kapazität mit einem Drahtkäfig und mit einer in den Boden eingegrabenen Metallplatte als Erdleitung, b) eine vertikale Rahmenantenne I in Form eines Dreiecks aus einem einzigen Draht in der durch den Sender und Empfänger gehende Ebene, c) einer ebensolchen Rahmenantenne II in der Vertikalebene senkrecht dazu. Die Transformator-Kopplung der Rahmenantenne mit ihren Verstärkern, die Erdung im Mittelpunkt der Primärspule (es

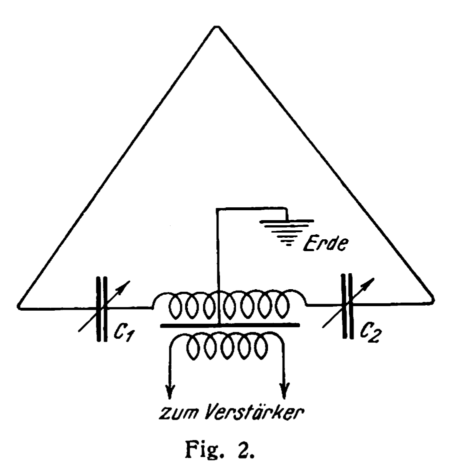


Fig. 2.

ist $C_1 = C_2$) und die elektrische Abschirmung zwischen Primär- und Sekundärspule sind aus Fig. 2 ersichtlich. Der Verstärker wirkte auf einen Detektorkreis mit einem stabilen Kristalldetektor und einem Galvanometer mit Registriervorrichtung (Drehspul-Galvanometer bei den Versuchen mit konstanter, Saitengalvanometer bei den Versuchen mit veränderlicher Frequenz).

3. Theoretische Grundlage.

Die Zeichenebene von Fig. 3 sei die Ebene durch Sender und Empfänger. Die unter dem Einfallswinkel i ankommende Luftwelle werde unter demselben Winkel vom Erdboden reflektiert, ohne daß dabei eine merkliche Aenderung von Amplitude und Phase eintritt. Es seien E_o und H_o die Feldstärken der Bodenwelle. Das Feld der Luftwelle, über deren Polarisationszustand von vornherein nichts ausgesagt werden kann, wird in zwei Komponente zerlegt. Die eine

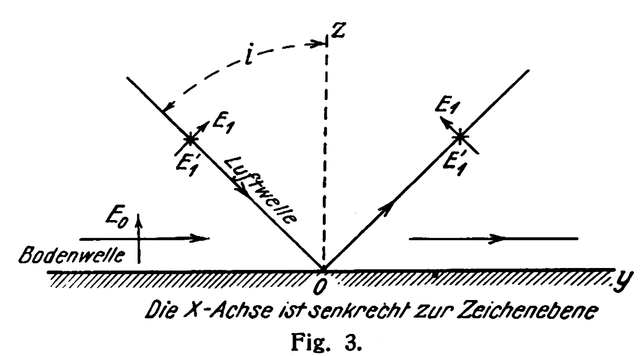


Fig. 3.

normal polarisierte Komponente (E_1, H_1) hat ihr elektrisches Feld in der Zeichenebene, ihr magnetisches senkrecht dazu, die andere abnormal polarisierte ihr elektrisches Feld (E_1') senkrecht zur Zeichenebene, ihr magnetisches (H_1') in derselben. Dann gelten folgende Beziehungen (vgl. Fig. 3):

$$E_x = o,\ H_x = H_o \sin \omega t + 2H_1 \cdot \sin(\omega t + \vartheta)$$
$$E_y = o,\ H_y = 2H_1' \cos i \sin(\omega t + \vartheta')$$
$$E_z = E_o \sin \omega t + 2E_1 \sin i \sin(\omega t + \vartheta),\ H_z = o$$

4. Messung des Einfallswinkels i der Luftwelle.

a) 1. Methode mit der Vertikalantenne und der Rahmenantenne I (Fig. 1) in der Fortpflanzungsebene.

Auf den Verstärker, der mit der Vertikalantenne gekoppelt ist, wirkt eine EMK von der Amplitude $K_A \cdot E_A$ (K_A = Proportionalitätsfaktor), worin

$$E_A = E_z = \sqrt{E_o^2 + 4E_1^2 \sin^2 i + 4E_o E_1 \sin i \cos \vartheta}.$$

Die EMK, die in der Rahmenantenne I induziert wird, ist proportional $\frac{d}{dt}(H_x)$ oder, da die elektrische und magnetische Feldstärke derselben Welle einander proportional sind, so ist

$$\frac{d}{dt}(H_x) = \omega[H_o \cos \omega t + 2H_1 \cdot \cos(\omega t + \vartheta)]$$
$$= K \cdot \omega[E_o \cos \omega t + 2E_1 \cos(\omega t + \vartheta)]$$

Die Amplitude der EMK, die von der Rahmenantenne auf ihren Verstärker induziert wird, ist also von der Form

$$K_L \cdot E_L = K_L \sqrt{E_o^2 + 4E_1^2 + 4E_o E_1 \cos \vartheta}$$

Findet man nun bei den Versuchen, daß die relativen Aenderungen $\Delta E_A / E_A$ und $\Delta E_L / E_L$ klein sind, so wird man dies im allgemeinen so deuten dürfen, daß die Amplitude der Luftwelle klein gegen diejenige der Bodenwelle ist ($E_1^2 \ll E_o^2$). Dann wird

$$E_A = E_o + 2E_1 \sin i \cos \vartheta,\quad E_L = E_o + 2E_1 \cos \vartheta$$
$$\Delta E_A = 2 \sin i\, \Delta(E_1 \cos \vartheta),\quad \Delta E_L = 2\Delta(E_1 \cos \vartheta)$$

oder

$$\sin i = \frac{\Delta E_A}{\Delta E_L}.$$

Wird die Kopplung der Vertikalantenne und diejenige der Rahmenantenne mit ihren Verstärkern so eingestellt, daß

man bei Tag ($E_1 = 0$) gleiche Galvanometerausschläge erhält, so ist

$$\frac{\Delta E_A}{\Delta E_L} = \frac{\Delta i_A}{\Delta i_L}$$

wenn Δi_A bezw. Δi_L die Differenz des Nachtstroms im Galvanometer gegenüber dem Tagstrom bezeichnet.

Fig. 4 ist eine gleichzeitige Aufnahme mit der Vertikal- und der Rahmenantenne. Sie dauerte 6 Minuten; nach 3 Minuten wurden die Verstärker vertauscht. Solche Aufnahmen wurden hauptsächlich ein oder zwei Stunden nach Sonnenuntergang und morgens um Sonnenaufgang gemacht, da zu diesen Zeiten die Aenderungen genügend klein waren.

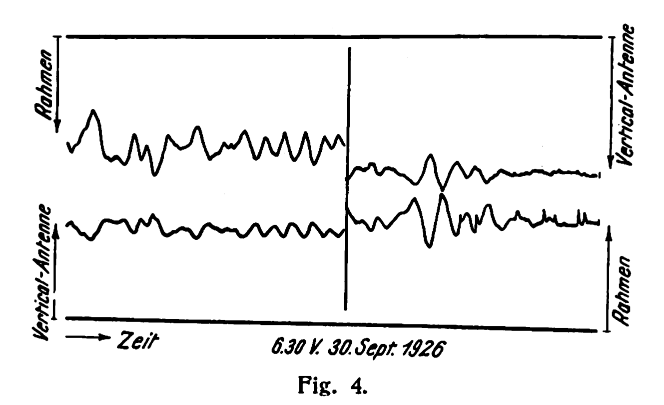


Fig. 4.

Die Messungen ergaben während des Septembers 1926 im Mittel für sin i 0,56, $i = 34°$; die Mittelwerte, die je während $^1/_4$ Stunde an verschiedenen Abenden erhalten wurden, waren 0,48, 0,43, 0,56, 0,61. ($i = 29$ bzw. 25 bzw. 34 bz. 37°.)

b) 2. Methode.

Darf man annehmen, daß die Amplitude E_1 merklich konstant ist, während die Phase der Luftwelle sich ändert — wie es der Fall ist, wen man sehr rasch die Frequenz des Senders um kleine Beträge variiert, — so ist die EMK,

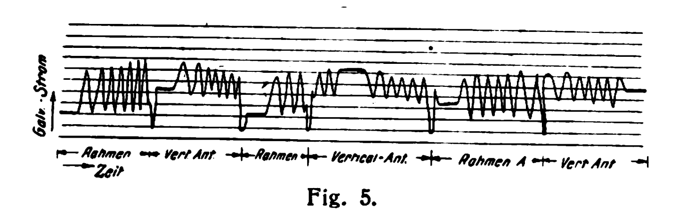


Fig. 5.

die von der Vertikalantenne und der Rahmenantenne I auf ihre Verstärker induziert wird,

im Moment eines Maximums:

$$M_A = K_A E_A = K_A (E_0 + 2 E_1 \sin i)$$
$$M_L = K_L E_L = K_L (E_0 + 2 E_1)$$

im Moment eines Minimums:

$$m_A = K_A E_A = K_A (E_0 - 2 E_1 \sin i)$$
$$m_L = K_L E_L = K_L (E_0 - 2 E_1).$$

Daraus folgt

$$\sin i = \frac{M_A - m_A}{M_A + m_A} \Big/ \frac{M_L - m_L}{M_L + m_L}$$

Um die relativen Aenderungen der EMK, die im Zähler bzw. Nenner des Ausdrucks für sin i stehen, aus den entsprechenden Galvanometerausschlägen entnehmen zu können, muß die Anordnung geeicht werden.

Eine Aufnahme dieser Art zeigt Fig. 5. Sie hat im ganzen 20 Sekunden gedauert, und in dieser Zeit hatte der Sender, dessen mittlere Wellenlänge 400 m war, 6 mal seine Wellenlänge kontinuierlich um im ganzen 10 m variiert. Im Sender war während dieser Zeit das registrierende Galvanometer abwechslungsweise an die vertikale und an die Rahmenantenne I angeschaltet worden. Diese Methode wurde meist einige Stunden vor Sonnenaufgang angewandt. Dabei fand sich, daß der Einfallswinkel um so mehr zunahm, je mehr man sich dem Sonnenaufgang näherte; ein Beispiel dafür vom 4. Dezember gibt die folgende Tabelle:

Zeit	4^{57}	5^{08}	5^{26}	5^{33}	5^{37}
sin i	0,41	0,51	0,58	0,70	0,72 —

Die zweite Methode gilt für beliebig große Aenderungen in der Intensität der Luftwelle, ist aber unverwendbar bei Störungen durch Rundfunkstationen und deshalb auf die Zeit zwischen Mitternacht und Morgen beschränkt.

5. Rasche Aenderung des Einfallswinkels.

Am 20. Oktober 1926, ungefähr 4.35 morgens wurden z. B. innerhalb 40 Sekunden folgende Werte für sin i nach der zweiten Methode gemessen: 0,60, 0,48, 0,46, 0,46. Diese Werte zeigen, wie rasch sich der Einfallswinkel ändern kann. Man kann nicht annehmen, daß die Höhe der reflektierenden Schicht in so kurzer Zeit erheblich schwankt. Die Verfasser denken daran, daß die „Reflexion" der Reihe

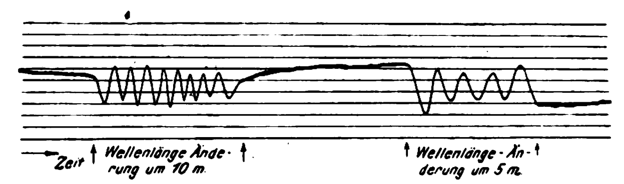


Fig. 6.

nach an verschiedenen Stellen einer in horizontaler Richtung nicht vollkommen gleichmäßigen Schicht stattfindet.

Die rasche Aenderung des Einfallswinkels und event. auch der Intensität zwingt dazu, bei der zweiten Methode die Aenderung der Sender-Wellenlänge sehr rasch vorzunehmen. Wie notwendig das ist, geht aus Fig. 6 hervor: Die raschen Aenderungen sind hier schon kräftig zu sehen.

II.

1. Unterdrückung der Bodenwelle und Untersuchung der Luftwelle allein.

Es sei eine Vertikalantenne und eine Rahmenantenne I (Fig. 1), deren Ebene durch Sender und Empfänger geht, mit einem dritten Kreis gekoppelt. Es wird ferner vorläufig angenommen, daß nur die Bodenwelle vorhanden sei. Dann gilt für die EMK, die im dritten Kreis induziert werden,

$$e_A = K'_A \cdot E_0 e^{j\omega t} \text{ und } e_L = K'_L \cdot E_0 e^{j\omega t}$$

Die Bedingung dafür, daß die resultierende EMK verschwindet, die Bodenwelle also nicht auf den dritten Kreis wirkt, ist

$$e_A + e_L = 0 = K'_A \cdot E_0 e^{j\omega t} + K'_L \cdot E_0 e^{j\omega t} \quad (1)$$

Der Empfänger sei nun so eingestellt, daß diese Bedingung befriedigt ist. Nun soll außer der Bodenwelle auch noch eine normal polarisierte (siehe oben) Luftwelle vorhanden sein, die ein Feld von der Form $E_1 e^{j(\omega t + \vartheta)}$ liefert. Man erhält dann für die EMK im dritten Kreis

$$e = e_A + e_L = K'_A [E_0 e^{j\omega t} + 2 E_1 \sin i \, e^{j(\omega t + \vartheta)}] + K'_L [E_0 e^{j\omega t} + 2 E_1 e^{j(\omega t + \vartheta)}]$$

oder bei Erfüllung der Bedingung (1)

$$e = 2\,K'_L\,E_1\,(1 - \sin i)\,e^{j(\omega t + \vartheta)}$$

d. h. die Amplitude im dritten Kreis wird in diesem Fall proportional der Amplitude E_1 der Luftwelle.

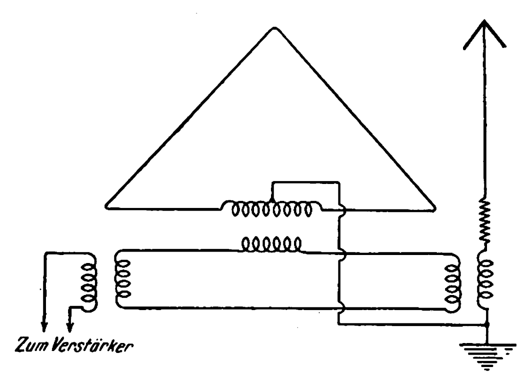


Fig. 7.

Diese Methode zur Messung von E_1 erfordert die Erfüllung der Bedingung (1), d. h. daß die EMK, die von der vertikalen Antenne und von der Rahmenantenne I auf den dritten Kreis bei Vorhandensein der Bodenwelle allein induziert werden, der Amplitude nach gleich und der Phase nach entgegengesetzt sind. Das läßt sich stets erreichen,

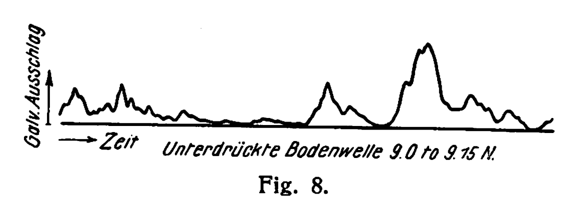


Fig. 8.

z. B. durch die Anordnung von Fig 7 (Widerstand in der Vertikalantenne), wenn die Kopplung richtig einreguliert wird.

Die Registrierkurven, die mit dieser Anordnung aufgenommen wurden, sind in Fig. 8, 9 und 10 wiedergegeben. Dabei haben die Fig. 8 und 9 denselben Maßstab, während bei der Aufnahme von Fig. 10 die Empfindlichkeit des Empfängers verringert werden mußte, damit die Galvanometer-

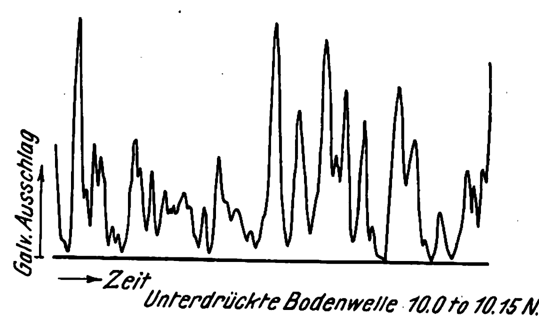


Fig. 9.

ausschläge nicht zu groß wurden. Die Figuren zeigen die Zunahme der Amplitude der Luftwelle und ihrer Schwankungen mit fortschreitender Nacht. Fig. 11 ist mit der Vertikalantenne ungefähr zur selben Zeit wie Fig. 10 aufgenommen. Ein Vergleich der Fig. 10 und 11 zeigt, daß die Schwunderscheinungen in einer Vertikalantenne mit hohen Amplituden der Luftwelle und starken Schwankungen derselben verknüpft sind. Interessant im Vergleich zu Fig. 10 ist Fig. 12, die mit derselben Anordnung und Empfindlichkeit wie Fig. 9 (unterdrückte Bodenwelle) die Amplitude der Luftwelle am Nachmittag darstellt.

2. Ursache der Intensitätsschwankungen.

Die Schwankungen der Intensität im Empfänger, die durch Aenderungen der Luftwelle bedingt sind, können herrühren von Aenderungen a) ihres Einfallswinkels, b) ihrer Intensität, c) ihrer Phase und d) ihrer Polarisation. Zur Entscheidung der Frage, welche diese Gründe in erster Linie maßgebend sind, können folgende Versuche dienen.

a) Nimmt man mit registrierenden Instrumenten gleichzeitig an einer Vertikalantenne und an einer Rahmenantenne, deren Ebene durch Sender und Empfänger hindurchgeht, die Zeichen auf, so können solche Schwankun-

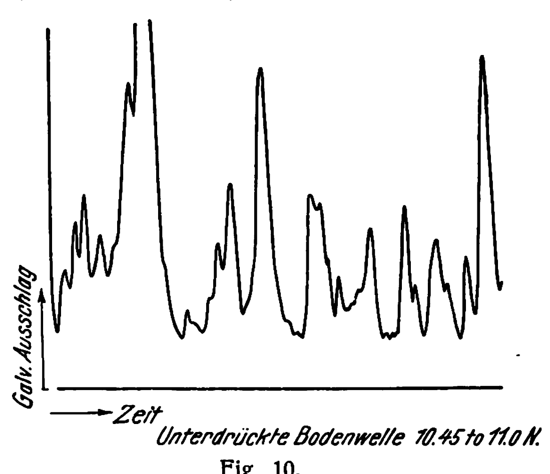


Fig. 10.

gen, die gleichzeitig in beiden Antennen auftreten, nicht von Aenderungen im Einfallswinkel i herrühren, da für die Rahmenantenne der Einfallswinkel überhaupt keine Rolle spielt. Die Tatsache, daß die Schwankungen fast immer in beiden Antennen gleichzeitig vorhanden sind, beweist also, daß sie jedenfalls im allgemeinen nicht allein von einer Aenderung des Einfallswinkels herrühren können. Andererseits sind aber, wie oben erwähnt, Aenderungen des Einfallswinkels sicher festgestellt. Man muß also annehmen,

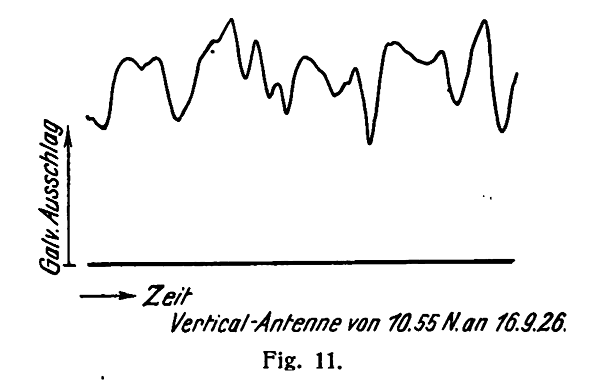


Fig. 11.

daß die Wirkung derselben durch die Wirkung von anderen Aenderungen, z. B. der Intensität, verdeckt wird.

b) Gleichzeitige Aufnahmen mit einer vertikalen Antenne und mit der Anordnung zur Unterdrückung der Bodenwelle können Aufschluß geben über den Einfluß von Aenderungen der Intensität und Phase. Die Anordnung mit Unterdrückung der Bodenwelle gibt ein Maß für die Größe E_1 (1—sin i). Da aber die Aenderungen des Einfallswinkels i sicher keinen großen Einfluß haben, so erhält man im wesentlichen ein Maß für die Amplitude E_1 der normal polarisierten Luftwelle. Vergleicht man die Aufnahmen mit dieser Anordnung und diejenigen, die gleichzeitig mit der Vertikalantenne aufgenommen sind, so findet man, daß einem Maximum der ersten Kurve unter Umständen ein Maximum der

zweiten, unter Umständen aber auch ein Minimum derselben entspricht. Daraus folgt, daß Aenderungen der Phasenverschiebung zwischen Boden- und Luftwelle vorhanden sein müssen. Das wird auch bestätigt durch Aufnahmen mit kontinuierlich veränderter Frequenz im Sender. Eine Diskussion aller derartigen Aufnahmen zeigt aber, daß Schwankungserscheinungen, die durch solche Phasenänderungen entstehen, viel weniger häufig sind, also solche durch Aenderungen in der Intensität der Luftwelle.

c) Es darf als sichergestellt gelten, daß die Schwankungen der Empfangsintensität hauptsächlich von Aenderungen der Amplitude E_1 des normal polarisierten Anteils der Luftwelle herrühren. Es bleibt aber noch die Frage, ob der Grund für die Aenderung von E_1 eine Aenderung der

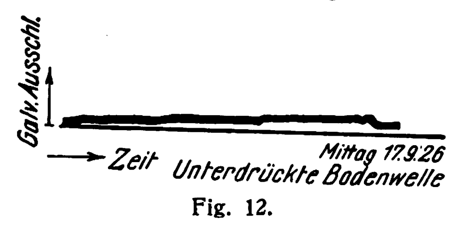


Fig. 12.

Amplitude der Luftwelle oder eine Aenderung ihres Polarisationszustandes ist. Wenn sich z. B. bei gleichbleibender Amplitude der Luftwelle ihre Polarisationsebene dreht, so hat dies ebenfalls eine Aenderung von E_1 zur Folge.

Zur Entscheidung dieser Frage wurden gleichzeitig Aufnahmen gemacht mit der Rahmenantenne II (Fig. 1), deren Ebene senkrecht zu der Vertikalebene durch Sender und Empfänger liegt und der Anordnung mit unterdrückter Bodenwelle. Die erstere gibt ein Maß für $2H'_1 \cos i$, die letztere für E_1 (1—sin i). Nun zeigen die Aufnahmen (vgl. z. B. Fig. 13), daß die Intensitätsschwankungen in beiden im allgemeinen überraschend gleichzeitig erfolgen. Daß diese gleichzeitigen Aenderungen nicht von einer Aenderung des Einfallswinkels i herrühren, läßt sich am einfachsten zeigen, indem man die gemessenen maximalen und minimalen Werte von i einsetzt. Die Aenderungen, die dadurch hervorgebracht werden, sind viel zu klein, um die tatsächlich beobachteten Schwankungen erklären zu können. Die gleichzeitigen Aenderungen in den beiden Kurven sind



Fig. 13.

also jedenfalls in erster Linie als Aenderung in der Amplitude E_1 und H_1' bzw. E_1' aufzufassen. Daß sie gleichzeitig zu- und abnehmen, schließt die Möglichkeit einer Luftwelle mit merklich konstanter Amplitude, aber rotierender Polarisationsebene aus, da in diesem Fall einer Zunahme von E_1 eine Abnahme von E_1' entsprechen würde. Es handelt sich also um wirkliche Aenderungen der Amplitude der Luftwelle. Allerdings bleibt das Verhältnis der Ordinaten in den beiden Kurven nicht konstant. Ob die Aenderungen in diesem Verhältnis von Aenderungen im Einfallswinkel i oder von Drehungen der Polarisationsebene der Luftwelle herrühren, läßt sich vorerst nicht entscheiden. — —

Das Ergebnis der Versuche läßt sich folgendermaßen zusammenfassen. Die Schwunderscheinungen, die man an Vertikalantennen mit Rundfunkwellen auf eine Entfernung von ca. 80 Meilen beobachtet, entstehen durch Interferenz zwischen einer Bodenwelle und einer Luftwelle, die durch eine elektronenhaltige obere Atmosphäre zur Erde zurückgekrümmt ist. Die Aenderungen in der Zeichenstärke rühren in erster Linie her von Aenderungen in der Intensität der Luftwelle und in geringerem Grade von der Aenderung der Phasenverschiebung zwischen Boden- und Luftwelle. Die Aenderungen der Luftwelle sind wirkliche Intensitätsänderungen und nicht etwa durch Drehung der Polarisationsebene vorgetäuscht. Aenderungen im Einfallswinkel der Luftwelle sind vorhanden; sie sind aber nicht in merklicher Weise verantwortlich für die Aenderungen der Zeichenintensität. Augenscheinlich ist ihr Einfluß verdeckt durch gleichzeitige Aenderungen in der Intensität der Luftwelle. Die Tatsache, daß die Amplitude des normal und des abnormal polarisierten Teils der Luftwelle geichzeitig zu- und abnehmen, zeigt, daß diese beiden Anteile kohärent und in Wirklichkeit die Komponenten einer einzigen elliptisch-polarisierten Welle sind, wie es nach der Theorie der Fortpflanzung von Wellen in einem elektronenhaltigen Medium bei Anwesenheit eines Magnetfeldes zu erwarten ist.

J. Zenneck.

M. Bareiss. Kleingleichrichter für Rundfunkzwecke. Zeitschrift für techn. Physik **8**, S. 449 bis 451, 1927.

Bei Rundfunkempfang bürgert sich neuerdings die Netzanschlußapparatur immer mehr ein. Das physikalische und technische Problem des Baues rationeller Kleingleichrichter wird damit akut und ist von verschiedenen Seiten in Erfolg versprechender Weise in Angriff genommen.

Der Verfasser beschreibt Typen von Kleingleichrichtern, die von der Firma Osram entwickelt worden sind.

1. Hochvakuumgleichrichter mit Oxydkathode.

Bei einem solchen Gleichrichter muß, da er naturgemäß mit Raumladecharakteristik arbeitet, zur Erzielung eines

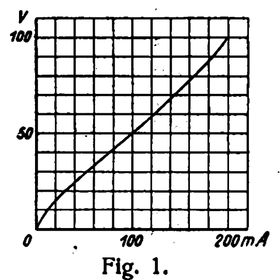


Fig. 1.

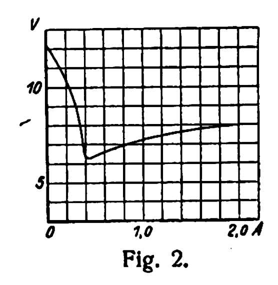


Fig. 2.

guten Wirkungsgrades einmal ein möglichst geringer Abstand Kathode—Anode, sodann aber möglichst große Kathodenlänge angestrebt werden, eine Forderung, die sich bei vorgeschriebener Heizenergie nur durch Aufteilung des Fadens in mehrere parallel geschaltete dünne Brennfäden erfüllen läßt. Die (Gleichstrom-) Charakteristik einer Anode eines solchen 2-Weg-Gleichrichters für max. 75 mAmp. zeigt Fig. 1.

2. Argongleichrichter mit Glühkathode.

Für Gleichrichtung starker Wechselströme muß man die Raumladung durch positive Ionen aufheben. Durch Argonfüllung von einem Druck von einigen Zentimetern Hg läßt sich der Spannungsabfall im Rohr bis zu einem von der Stromstärke unabhängigen Werte von 6—8 Volt herunterdrücken, wenn das Argongas vermittels Getters auch während des Betriebes sehr rein gehalten wird. Die Kathoden derartiger Gleichrichter sind meist aus starkem Draht in

Form einer kurzen, eng gewickelten Wendel aus Wolfram, Wolfram-Thorium oder Platin mit Oxydbedeckung ange-

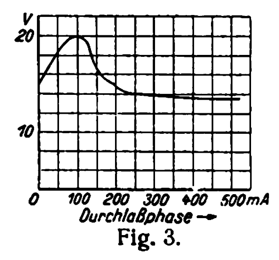


Fig. 3.

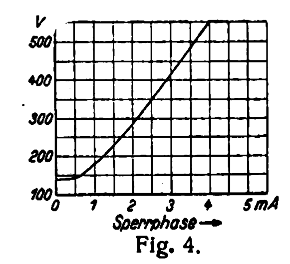


Fig. 4.

fertigt. Eine Gleichstromcharakteristik eines gasgefüllten Gleichrichters für niedere Spannung (20 Volt Gleichspannung, 1,5 Amp.) zeigt Fig. 2.

Will man derartige gasgefüllte Glühgleichrichter für höhere Sperrspannungen ausbilden, so muß man vor allem Anodenrückzündung unterdrücken, was durch geeignete Wahl des Materials und der Dimensionen der Anode erreicht werden kann. Die Gleichstromcharakteristiken für die Durchlaß- und Sperrphase eines Gleichrichters für hohe Spannungen (200 V Gleichspannung, 0,2 Amp.) zeigt Fig. 3 und 4.

3. Glimmgleichrichter mit Argonfüllung und kalten Elektroden.

Die Gleichrichtung beruht im Prinzip auf der Verschiedenheit des Kathodenfalles der beiden Elektroden. Wie die Gleichstromcharakteristen 5 und 6 für Durchlaß- und Sperrphase eines solchen Gleichrichters (200 V, 85 mAmp.

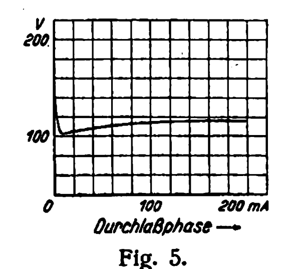


Fig. 5.

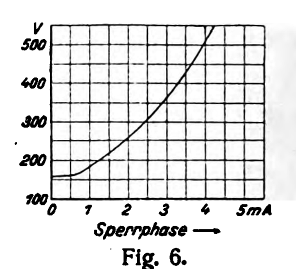


Fig. 6.

Gleichstrom) zeigen, beträgt der Unterschied ca. 50 Volt und kommt hauptsächlich durch die verschiedene Elektrodengröße zustande. Die Anode wird möglichst klein gehalten, die Kathode als Blech ausgebildet, auf dem zur weiteren Verminderung des Kathodenfalles dünne Erdalkalimetallschichten angebracht sind. W. Espe.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Einstellvorrichtungen für Funkenstrecken.

D.R.P. 455 948, Klasse 21a[4], Gruppe 3 (Koch & Sterzel), Pat. vom 7. Oktober 1926, ausgegeben am 16. Februar 1928.

Um bei einstellbaren Funkenstrecken eine möglichst genaue Einstellung des richtigen Elektronenabstandes jederzeit vornehmen zu können, ist die innerste Kühlplatte D (Fig. 1) an ihrem Umfang mit einem Ausschnitt versehen, in

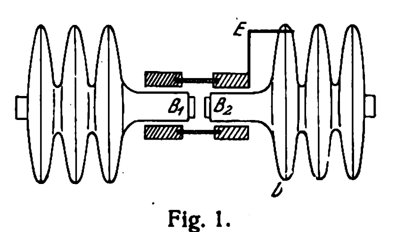


Fig. 1.

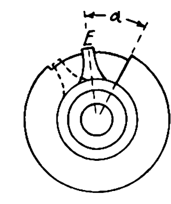


Fig. 2.

welchem die umgebogene Nase eines Schleppstückes E eingreift. Der Schleppzeiger E (Fig. 2) wird bei Rechtsdrehung der Elektroden so weit mitgenommen, bis sich die beiden Elektroden B_1 und B_2 berühren. Dreht man nun die Elektrode B_2 etwas zurück, so bleibt der Schleppzeiger E zurück und zeigt durch den Winkel a den genauen Luftraum zwischen beiden Elektroden an.

Einrichtung zur Frequenzsteigerung.

D.R.P. 456 573, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Telefunken), Pat. vom 12. Februar 1922, ausgegeben am 28. Februar 1928.

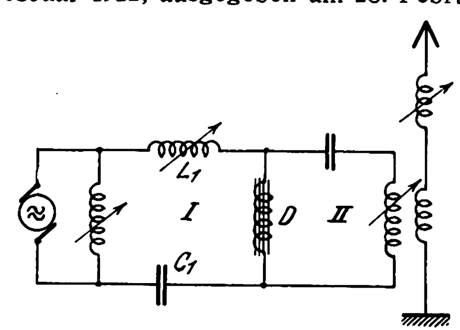


Fig. 3.

Bei der in Fig. 3 dargestellten Anordnung zur Frequenzsteigerung müssen die Abstimmelemente L_1 und C_1 so gewählt sein, daß sich die von der Eisendrossel D erzeugten Oberwellen nicht über den Primärkreis I ausbreiten können, sondern nach dem Zwischenkreis II abgedrängt werden,

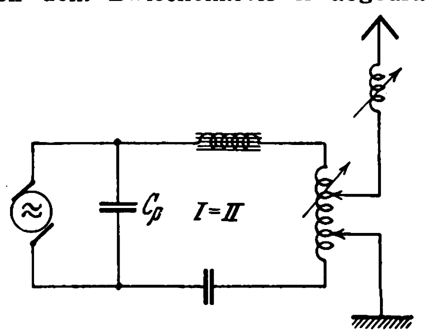


Fig. 4.

von dem sie als Nutzwelle an den Antennenkreis abgegeben werden. Diese Schaltung besitzt den Nachteil, daß die Selbstinduktion L_1 und auch der Kondensator C_1 verhältnismäßig groß sein müssen. Erfindungsgemäß wird

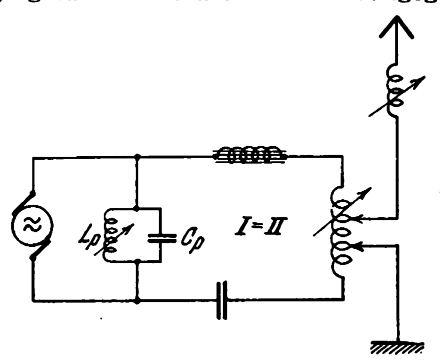


Fig. 5.

dieser Uebelstand dadurch vermieden, daß die Nutzwellen, statt vom Primärkreis abgedrängt zu werden, in diesen eingeleitet und der Sekundärkreis II fortgelassen wird, so daß der Primärkreis I auch die Rolle des Sekundärkreises II übernimmt. Eine solche Anordnung zeigt die Fig. 4. Der

Kreis $I = II$ ist derart abgestimmt, daß sowohl die Grundwelle als auch die gewünschte Oberwelle besonders stark ausgeprägt sind. Parallel zur Maschine ist ein Kondensator C_p geschaltet, der die Maschine für die Grundwelle belastet. Parallel zu dieser Kapazität kann auch eine Selbstinduktion L_p geschaltet werden (Fig. 5), so daß der für die Grundfrequenz durch L_p fließende nacheilende Strom größer ist als der durch C_p fließende voreilende Strom.

Röhrensender.

Brit. Pat. 276 832 (Kirke 1. September 1926), veröffentlicht am 8. September 1927.

In Fig. 6 ist ein Doppelröhrensender zur Erzeugung einer konstanten Frequenz dargestellt. Die zweite Röhre ist mit der ersten Röhre in Widerstandskopplung und die erste Röhre durch eine kapazitive Kopplung mit der zweiten

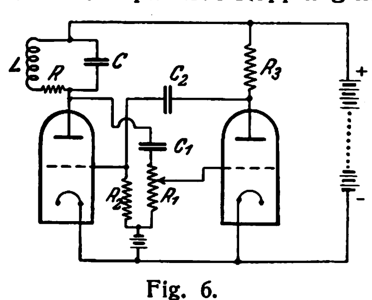


Fig. 6.

Röhre verbunden. Durch die gegenseitige Kopplung und die besondere Ausbildung des Schwingungskreises *L, C, R* wird eine hohe Konstanz der erzeugten Frequenz erzielt.

Piezoelektrische Einrichtung.

Brit. Pat. 283 113 (Metropolitan-Vickers Electr. Co., 3. Januar 1927), veröffentlicht am 29. Februar 1928.

In Fig. 7 ist eine piezoelektrische Einrichtung zum Anzeigen einer bestimmten Resonanzfrequenz dargestellt. Der Piezokristall *P* ist zu diesem Zweck in ein Glasgefäß eingeschlossen, das mit einem Gas (Neon) unter geringem Druck gefüllt ist. In der Röhre sind ferner zwei Elektroden

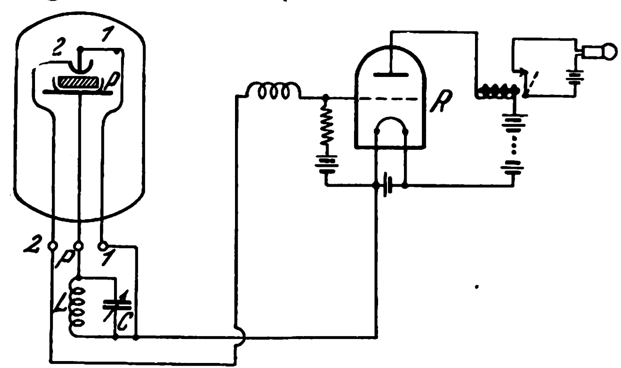


Fig. 7.

1 und 2 vorgesehen. Die Elektrode des Piezokristalls und die Elektrode 1 sind mit dem Schwingungskreis *C, L* verbunden, dem die Schwingungen zugeführt werden, dessen Frequenz beobachtet werden soll. Im Falle der Resonanz fließt ein Strom von der Elektrode 1 zur Hilfselektrode 2, der die Gitterspannung der Röhre *R* beeinflußt und ein im Anodenkreis eingeschaltetes Relais betätigt.

Piezoelektrische Einrichtung.

Brit. Pat. 283 596 (Marconi, 15. Januar 1927), veröffentlicht am 7. März 1928.

Bei der in Fig. 8 dargestellten Anordnung ist der Piezokristall *P* in einem Kasten *K* eingeschlossen, der mit einer Heizvorrichtung *H* und einem Kontrollthermometer *T* versehen ist, um die piezoelektrische Einrichtung auf einer ganz bestimmten Temperatur zu halten. Durch Verbindung der Heizvorrichtung *H* mit einer Röhrenschaltung, deren

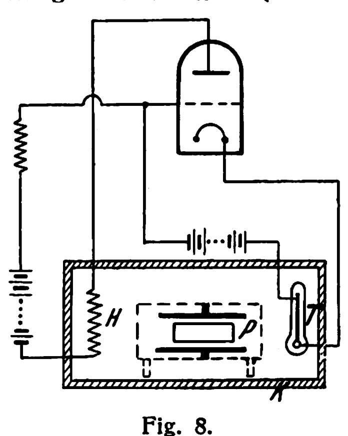


Fig. 8.

negative Gittervorspannung durch das Kontrollthermometer *T* beeinflußt wird, wird eine automatische Konstanthaltung der Temperatur erzielt.

Magnetostriktive Wellenkontrolle.

Brit. Pat. 283 116 (Pierce, Cambridge, 3. Januar 1927), veröffentlicht am 29. Februar 1928.

Wenn ein Stab aus magnetischem Material (Nickel u. dgl.) sich im Innern einer mit Wechselstrom erregten Spule befindet, so treten in dem Stab, ähnlich wie bei einem Piezokristall, magnetische Schwingungen auf, die ihrerseits wieder ein anderes magnetisches Feld beeinflussen können. Auf diese Erscheinung bauen sich die nachstehend beschriebenen Einrichtungen zur Wellenkontrolle auf. In Fig. 9 ist der magnetische Stab *S* von zwei Spulen

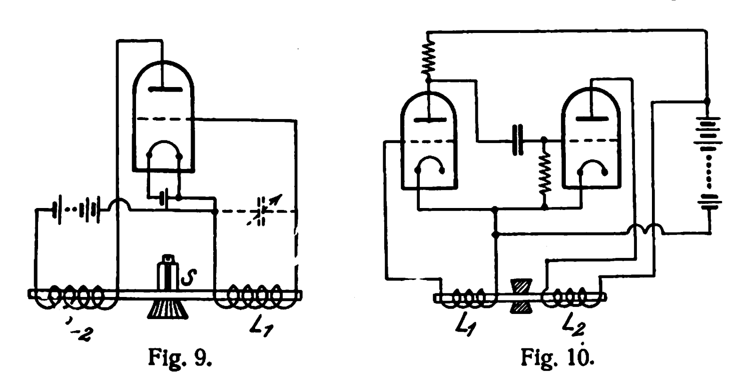


Fig. 9. Fig. 10.

L_1 und L_2 umgeben. Die Spule L_2 liegt im Anodenkreis einer Röhre, die Spule L_1 im Gitterkreis. Mit dieser Anordnung ist, ähnlich wie bei Verwendung von Piezokristallen, eine Schwingungserzeugung möglich. Zur Einstellung von Resonanz kann parallel zur Gitterkreisspule L_1 ein Abstimmkondensator liegen. Der größte Resonanzeffekt wird erzielt, wenn die Abstimmungsfrequenz mit der Eigenfrequenz des magnetischen Stabes übereinstimmt. Eine andere Anordnung zeigt die Fig. 10. Hier sind zwei Röhren in Widerstandskopplung miteinander verbunden. Die eine Spule L_1 ist mit dem Gitterkreis der ersten, die andere Spule L_2 mit dem Anodenkreis der zweiten Röhre verbunden. Durch diese Anordnung wird ein verstärkter Rückkopplungseffekt erzielt. Die magnetische Anordnung kann in einer evakuierten Röhre eingeschlossen sein, ähnlich wie bei gleichartigen piezoelektrischen Einrichtungen. Eine solche Anordnung zeigt die Fig. 11. Es werden noch eine

Anzahl anderer Anwendungsgebiete angeführt, z. B. die Erzeugung von Schallwellen, die Erregung von Lautsprechermembranen, die Erregung von Mikrophonen und die Modulation elektrischer Schwingungen. Eine Anordnung

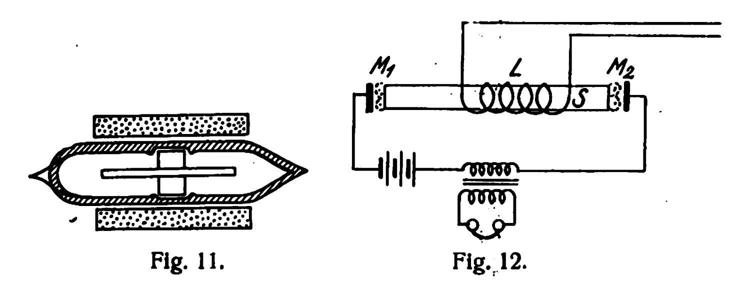


Fig. 11. Fig. 12.

zur Hörbarmachung niederfrequenter Schwingungen zeigt *C C* z. B. die Fig. 12, bei der die ankommenden niederfrequenten Schwingungen durch die Spule *L* den Magnetstab *S* erregen, der auf zwei Mikrophone M_1 und M_2 einwirkt. Im Mikrophonkreis ist ein Kopfhörer eingeschaltet.

Doppelröhren-Kurzwellensender.

Brit. Pat. 283 549 (13. Januar 1927), veröffentlicht am 7. März 1928 (Lorenz).

Zur Erzielung sehr kurzer Wellen soll bei dem in Fig. 13 dargestellten Doppelröhrensender im gemeinsamen Anodenkreis ein Schwingungskreis *C L* eingeschaltet sein, der auf

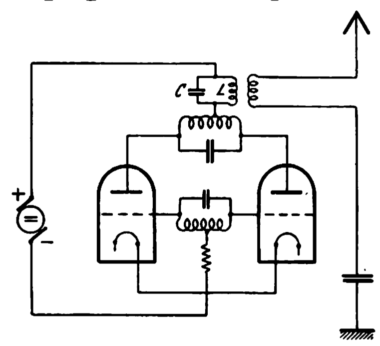


Fig. 13.

das Doppelte derjenigen Frequenz abgestimmt ist, mit dem die eigentliche Schwingungsschaltung arbeitet. Mit diesem Schwingungskreis *C L* ist der Nutzkreis (Antennenkreis) gekoppelt, der ebenfalls auf die doppelte Frequenz abgestimmt ist.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 283 651 (Standard Tel. & Kables), 15. Oktober 1926, veröffentlicht am 7. März 1928.

Um bei Kurzwellen-Röhrensendern für einen Wellenbereich unter 10 m den Sender in einfacher Weise abzu stimmen zu können sind die Zuführungen zum Gitter, zur Kathode und zu den Antennen als ausziehbare Teleskoprohre ausgebildet, wie dies Fig. 14 zeigt.

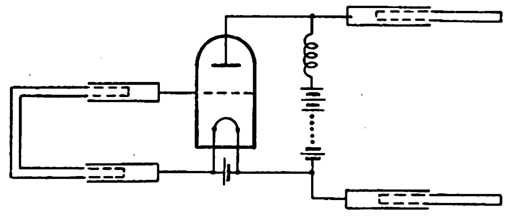


Fig. 14.

Kurzwellenröhrensender.

Brit. Pat. 255 622 (Western Electric Co., 3. Juli 1925).

In Fig. 15 ist ein Gegentakt-Röhrensender zur Erzeugung sehr kurzer Wellen dargestellt. Zur Unterdrückung

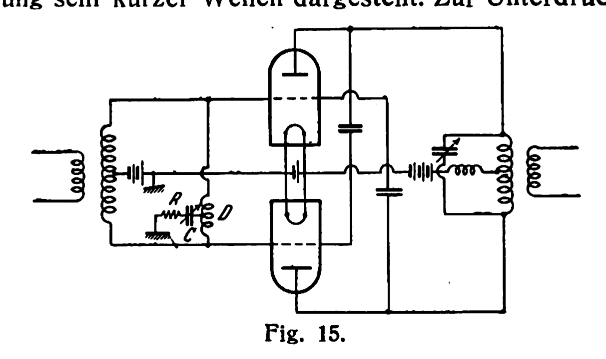


Fig. 15.

von störenden Nebenwellen ist zwischen beiden Gittern eine Drossel *D* eingeschaltet, deren Mittelpunkt über einen Kondensator *C* und einen Widerstand *R* geerdet ist.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 241 237 (Turpain, 13. Oktober 1924), veröffentlicht am 13. Januar 1927.

Zur Erzeugung sehr kurzer Wellen und zur Beseitigung von Störungen, insbesondere unerwünschter Schwingungen,

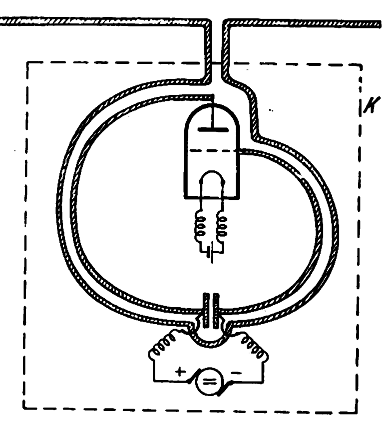


Fig. 16.

wird die in Fig. 16 dargestellte Anordnung vorgeschlagen, bei der alle einzelnen Elemente symmetrisch angeordnet, und der ganze Schwingungserzeuger in einem Schutzkasten *K* eingeschlossen ist.

Kurzwellen-Röhrensender.

Brit. Pat. 283 553 (Lorenz, 13. Januar 1927), veröffentlicht am 7. März 1928.

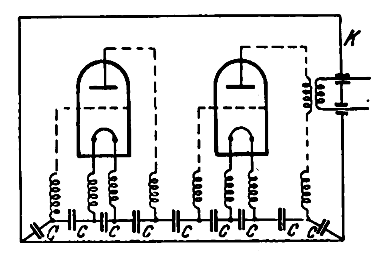


Fig. 17.

Bei Kurzwellensendern werden zur Absperrung der Hochfrequenz von den Zuführungsleitungen und den Stromquellen gewöhnlich Hochfrequenzdrosseln verwendet. Es

hat sich gezeigt, daß dies im allgemeinen nicht ausreichend ist. Erfindungsgemäß sollen daher zwischen den einzelnen Drosseln und einem Schutzkasten K (Fig. 17) Kondensatoren C eingeschaltet sein.

Einrichtung zum Tasten.

D.R.P. 456 574, Klasse 21a⁴, Gruppe 16 (Reinartz), Pat. vom 25. April 1925, ausgegeben am 25. Februar 1928.

Die in Fig. 18 dargestellte Anordnung soll dazu dienen, einen elektrischen Kontakt zu schließen oder zu öffnen, ohne dabei die Hände oder Füße zu gebrauchen. Die Weichgummimembran M mit dem Kontakt K kann durch Gegenhauchen von Luft in die Oeffnung L bewegt werden und

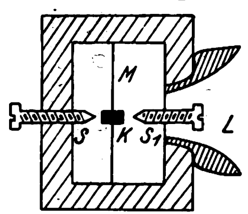


Fig. 18.

dadurch mit einem Kontakt S in Berührung gebracht werden. Durch Ansaugen kann die Membran mit dem Kontakt K nach der anderen Seite durchgebogen und dadurch mit dem Kontakt S_1 in Berührung gebracht werden. Beide Kontakte S und S_1 können mit verschiedenen Stromkreisen verbunden sein, so daß je nach dem Gegenhauchen oder Ansaugen verschiedene Stromkreise geschlossen werden können. (Vgl. auch Pat. 426 411.)

Beseitigung von Störungen bei Empfangsanlagen.

D.R.P. 457 154, Klasse 21a⁴, Gruppe 22 (Telefunken), Pat. vom 25. Februar 1923, ausgegeben am 9. März 1928.

Zur Beseitigung der Störungen fremder Sender und bestimmter atmosphärischer Störungen soll bei der in Fig. 19 dargestellten Anordnung der aufgenommenen Hochfrequenz, die z. B. eine Frequenz von 20 000 besitzt, durch den Ueber-

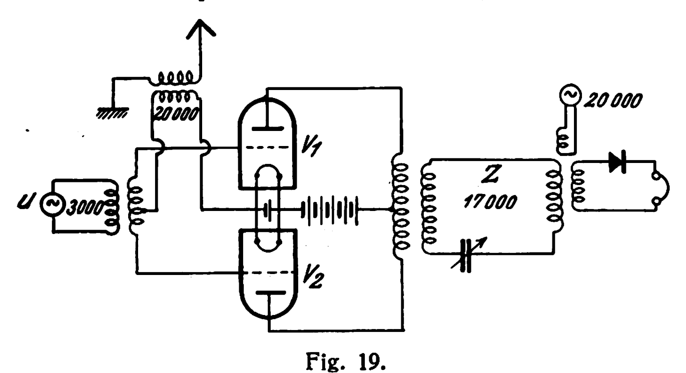


Fig. 19.

lagerungssender U eine Hilfsschwingung von z. B. 3000 Perioden überlagert werden. Wenn die beiden Röhren V_1 V_2 auf dem nichtlinearen Teil der Röhrencharakteristik arbeiten, erfolgt auf diese Weise eine Modulation der Hochfrequenz. Auf den beiden auftretenden Seitenfrequenzen mit den Frequenzen 17 000 und 23 000 soll eine der beiden Frequenzen, und zwar zweckmäßig die kleinere Frequenz, durch den Zwischenkreis Z ausgesiebt und nach Ueberlagerung mit einer Hilfsfrequenz von z. B. 20 000 hörbar gemacht werden. Durch diese Anordnung wird eine bessere Selektionswirkung erzielt, da die prozentuale Differenz der kleineren Modulationsfrequenz größer ist als die prozentuale Differenz zwischen Empfangs- und Störfrequenz.

Mehrfachrichtantennensystem.

Brit. Pat. 284 004 (Franklin, Marconi), 19. Oktober 1926, veröffentlicht am 14. März 1928.

In Fig. 20 ist ein Mehrfachrichtantennensystem dargestellt, das aus Einzelantennen 1, 2, 3, 4 besteht, die durch eine besondere Speisezuleitung mit Energie versorgt werden. Je zwei Antennen sind mit einer gemeinsamen

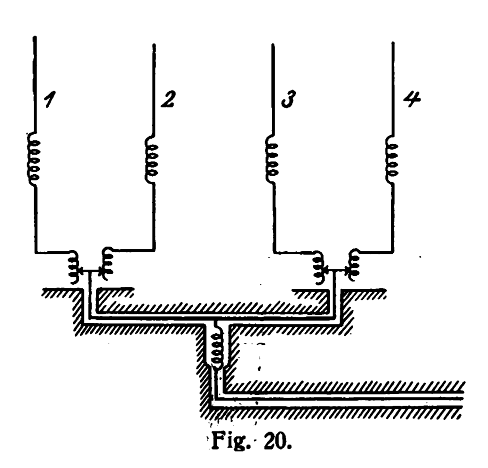


Fig. 20.

Speiseleitung verbunden und je zwei solche Speiseleitungen führen wieder zu einer gemeinsamen Zuleitung. Die Speiseleitungen sind so abgeglichen, daß die Ströme in allen Antennenphasen richtige Felder erzeugen.

Gerichtetes Empfangssystem.

D.R.P. 457 318, Klasse 21a⁴, Gruppe 46 (Marconi), Pat. vom 20. September 1925, ausgegeben am 13. März 1928.

Um mit nur einem Rahmenpaar gleichzeitig aus verschiedenen Richtungen mehrere Sender empfangen zu können, sollen erfindungsgemäß mit dem Rahmenpaar und künstlichen Hilfsantennen mehrere Goniometer verbunden werden, die geteilte Feldspulen besitzen.

Kurzwellen-Antennenanlage.

D.R.P. 436 380, Klasse 21a⁴, Gruppe 66 (Esau), Pat. vom 8. Oktober 1925, ausgegeben am 14. März 1928, identisch mit brit. Pat. 259 577, franz. Pat. 622 507 und amer. Pat. 1 647 283 (vgl. das Referat in der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik, Bd. **29**, S. 64, 1927.

Speisung von Kurzwellenantennen.

D.R.P. 456 199, Klasse 21a⁴, Gruppe 66 (Telefunken), Pat. vom 11. April 1926, ausgegeben am 17. Februar 1928.

Beim Senden von kurzen Wellen ist es im allgemeinen

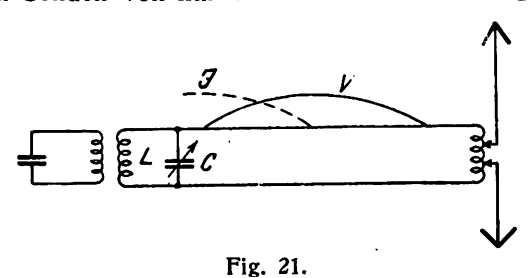


Fig. 21.

zweckmäßig, die Antenne entfernt vom Sender aufzustellen, um die Beeinflussung durch Gebäude und Sendeteile zu verringern. Die Zuführungsleitungen zur Antenne können dann mehrere Wellenlängen lang und müssen ganz be-

sonders ausgebildet sein. Es zeigt sich, daß die günstigste Energieübertragung dann erreicht wird, wenn an dem System eine Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung erzeugt wird, wie dies aus der Fig. 21 ersichtlich ist. Um die günstigste Einstellung in diesem Sinne zu erzielen, wird mit der Kopplungsspule L des Senders ein Drehkondensator C verbunden.

Die Kontrolle der Wellenreinheit.

D.R.P. 457 002, Klasse 21a⁴, Gruppe 71 (Telefunken), Pat. vom 1. September 1926, ausgegeben am 7. März 1928.

Zur Kontrolle der Wellenreinheit soll erfindungsgemäß in dem betreffenden Wechselstromkreis direkt oder indirekt (z. B. mittels Transformatorkopplung) eine aus Selbstinduktion und Kapazität bestehende Anordnung eingeschaltet werden, die auf die Frequenz der Nutzwelle abgestimmt sein soll und deren Spannung mit einem Kontrollvoltmeter beobachtet wird. Ist die Welle vollkommen rein, so wird die Kontrollspannung nur sehr gering sein,

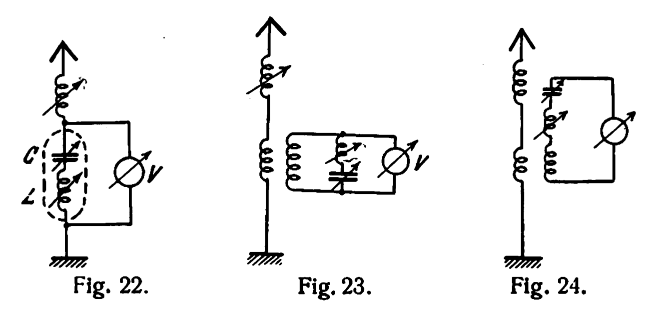


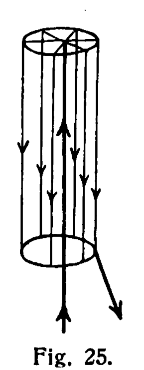
Fig. 22. Fig. 23. Fig. 24.

während beim Auftreten von Oberwellen ein starkes Anwachsen der Kontrollspannung eintritt. Eine einfache Anordnung dieser Art zeigt die Fig. 22, bei der das Kontrollvoltmeter V unmittelbar mit dem aus Selbstinduktion L und Kapazität C bestehenden Element verbunden ist. Eine Anordnung, bei der Meßkreis transformatorisch angekoppelt ist, zeigt Fig. 23. Die Selbstinduktion des Transformators kann in diesem Falle auch mit der Selbstinduktion des Meßkreises vereinigt werden, so daß sich die in Fig. 24 dargestellte Anordnung ergibt.

Glühkathode für Elektrodenröhren.

Oesterr. Pat. 108 565 (Siemens & Halske, 5. Dezember 1924), ausgegeben am 10. Januar 1928.

Bei Röhren, die verhältnismäßig starke Anodenströme führen und einen entsprechend starken Heizstrom erfordern, tritt leicht eine Beeinflussung des Anodenstromes durch den


Fig. 25.

Heizstrom ein. Um diesen zu beseitigen, soll die Glühkathode als Hohlzylinder ausgebildet sein, wie dies die Fig. 25 zeigt, und der Heizstrom achsial durch den Hohlzylinder zugeleitet werden.

Fester Gleichrichter.

Brit. Pat. 283 901 (Metropolitan-Vickers Electrical Co., 19. Januar 1927), veröffentlicht am 14. März 1928.

Die Herstellung und Formierung der aktiven Platten für Kupferoxyd-Gleichrichter u. dgl. soll in der Weise erfolgen, daß Kupferplatten in Sauerstoffatmosphäre zwischen 500° und Schmelzpunkt des Metalls erhitzt werden, bis eine Schicht von Kupferoxyd vorhanden ist. Diese Platten kommen dann in ein galvanisches Bad von Natriumsulfurid, Kaliumfluorid, Ammoniumchlorat u. dgl. zwischen Graphitelektroden. Nach einer kurzen Beschickung mit Wechselstrom wird dann ca. 15 Minuten Gleichstrom durch das elektrolytische Bad geschickt. (Vgl. auch Brit Pat. 277 684.)

Thermoelektrische Säule.

D.R.P. 456 198, Klasse 21a⁴, Gruppe 35 (Duch Lyon), Pat. vom 19. August 1924, Unions Priorität vom 20. Juni 1924, ausgegeben am 21. Februar 1928.

Bei einer thermoelektrischen Säule aus übereinander geschichteten isolierten Scheiben, von denen jede eine Anzahl Thermoelemente in radialer Anordnung enthält, soll die

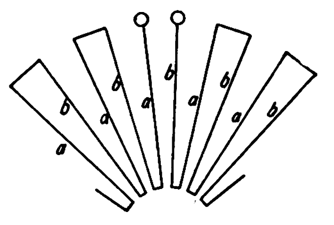


Fig. 26.

Anordnung so getroffen werden, daß die Metalle a (Fig. 26) in einer Ebene, die anderen Metalle b in einer Ebene der benachbarten Scheibe liegen, so daß die Selbstinduktion herabgesetzt wird.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*436300	21a⁴/66	14. 3. 28	Kurzwellenantennenanlage
*455948	21a⁴/3	16. 2. 28	Einstellvorrichtung für Funkenstrecken
*456198	21a⁴/35	21. 2. 28	Thermosäule für Röhrenspeisung
*456199	21a⁴/66	17. 2. 28	Antennen-Speiseleitung
456200	21a⁴/72	21. 2. 28	Blitzschutzvorrichtung
456201	21a⁴/75	17. 2. 28	Kopfhörer-Empfangsapparat
456338	21a²/1	18. 2. 28	Fernhörer
456340	21g/13	22. 2. 28	Verstärkungseinrichtung
456475	21a²/12	24. 2. 28	Mikrophonkapsel
456510	21a²/1	25. 2. 28	Telephonkapsel
456570	21a²/2	21. 2. 28	Elektrodyn. Telephon
*456573	21a⁴/6	28. 2. 28	Frequenzsteigerung
*456574	21a⁴/16	25. 2. 28	Tastvorrichtung
456760	21c/68	1. 3. 28	Selektivschutz von Leitungsnetzen mittels H. F.
456898	21a⁴/22	5. 3. 28	Störbefreiung in Empfangsanlagen
456901	21c/59	8. 3. 28	Konstanthaltung der Tourenzahl von Hochfrequenzmaschinen
*457002	21a⁴/71	7. 3. 28	Kontrolle der Wellenreinheit
*457154	21a⁴/22	9. 3. 28	Störbefreiung in Empfangsanlagen
457173	21a²/41	9. 3. 28	Röhren-Verstärker
457228	21a²/21	10. 3. 28	Haltevorrichtung für Telephone
457282	21a²/32	13. 3. 28	Telephonograph
457317	21a⁴/38	12. 3. 28	Detektorhalter
*457318	21a⁴/46	13. 3. 28	Richtempfänger
457320	21c/55	12. 3. 28	Hochohmwiderstand
457384	21b/3	14. 3. 28	Steckerhülse für Anodenbatterien

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Bücher.

Eingegangene Bücher.

(Ausführliche Besprechung einzelner Werke vorbehalten.)

Vorlesungen über Elektrizität. Von Prof. Dr. A. Eichenwald. VII u. 664 S. mit 640 Abb., 8°. Verlag von Julius Springer, Berlin 1928. Geh. Mk. 36.—, geb. Mk. 37.50.

Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden und mit Vektoren. Von Professor Dr. Hans Georg Möller. X u. 128 S. mit 91 Abb. u. 1 Tafel, 8°. Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1928. Geh. Mk. 6.—, geb. Mk. 8.—.

Hochfrequenzmeßtechnik. Ihre wissenschaftlichen und praktischen Grundlagen. Von Dr. ing. August Hund. XVIII u. 526 S. mit 287 Textabbildungen, 8°. Zweite vermehrte und verbesserte Auflage. Verlag von Julius Springer, Berlin 1928. Geb. Mk. 39.—.

Meßtechnik für Radio-Amateure. Von Dr. Eugen Nesper. Bibliothek des Radio Amateurs. Hrgg. von Dr. Eugen Nesper. 1. Band. Vierte, bedeutend erweiterte Auflage. IX. u. 120 S. mit 110 Textabbildungen, 8°. Verlag von Julius Springer, Berlin 1928. Geh. Mk. 4.—.

Hilfsbuch für die Elektrotechnik. Schachstromausgabe (Fernmeldetechnik). Hrgg. von Dr. Karl Strecker. Zehnte, umgearbeitete Auflage. XXI u. 1137 S. mit 1057 Abb., 8°. Verlag von Julius Springer, Berlin 1928. Geb. Mk. 42.—.

Radio für den Selbstbauer. 12 erprobte und bewährte Schaltungen von 1—5 Röhren mit genauen Bau- und Bedienungsvorschriften. Von Fr. Willy Frerk. Vierte, wesentlich erweiterte und verbesserte Auflage. 79 S. mit zahlreichen Abbildungen, Bauplänen und Schaltschemata. Verlag Guido Hackebeil A.-G., Berlin 1928. Geh. Mk. 1.50.

Archiv für Funkrecht. Hrgg. im Auftrag der Deutschen Studiengesellschaft für Funkrecht und der Reichsrundfunk G. m. b. H. von Rechtanwalt Dr. Willy Hoffmann. Erscheint sechsmal im Jahre in Heften von je 80 Seiten Umfang. Sechs Hefte bilden einen Band. Verlag Julius Springer, Berlin 1928. Preis des Bandes Mk. 24.—.

Besprechungen.

Bildtelegraphie. Von Prof. Dr. Arthur Korn. (Sammlg. Göschen Nr. 873.) Mit 41 Fig. im Text u. 15 Abb. auf 8 Taf. 146 S. 8°. Verlag von Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig 1923. Preis geb. 1,50 Mk.

In einer Zeit, in der die Bildtelegraphie zwischen einzelnen Großstädten schon dem öffentlichen Verkehr übergeben ist, darf jede zeitgemäße Erscheinung auf diesem Gebiet großes Interesse nicht nur in den Kreisen der Fachleute, sondern auch der gebildeten Laien erwarten. Es ist deshalb dankbar zu begrüßen, daß sich der Altmeister Korn selbst der Mühe unterzogen hat, neben die zum Teil veralteten Standardwerke ein kleines Bändchen im Rahmen der bewährten Sammlung Göschen zu stellen. Wenn es auf einem Gebiet, das in den letzten Jahren eine so rapide Entwicklung wie die Bildtelegraphie erlebt hat, auch schwer ist, einer Neuerscheinung in einer aus technischen Gründen um Jahre verspäteten Besprechung volles Lob zu spenden, kann doch mit besonderer Bewunderung hervorgehoben werden, daß das Kornsche Büchlein trotz seiner inzwischen eingetretenen Veraltung als klare und umfassende Einführung in das Gebiet der Bildtelegraphie nur ungern zu missen wäre. Es bietet einen Ueberblick über die Vorläufer heutiger Erfolge in so klarer und eingehender Darstellung, daß es vom historischen Standpunkt aus niemals veralten kann und noch heute, oder gerade heute, als Einführung in ein aktuelles Interessengebiet aufs wärmste empfohlen werden muß.

Das Bändchen umfaßt die Kopiertelegraphen, die Fernschreiber, die telautographischen Uebertragungen von Photographien, die Phototelegraphie nach der Selen- und Reliefmethode, die Methode der Zwischenklischees, die drahtlose Bildtelegraphie und schließlich — wenn auch wohl heute etwas zu pessimistisch — das Problem des elektrischen Fernsehens. Schon hieraus ist der reiche Inhalt, der in leicht verständlicher Form und vorbildlicher Klarheit dargestellt wird, zu erkennen. Wenn wir auch entsprechend der raschen Entwicklung der Bildtelegraphie eine baldige Neuauflage erhoffen, kann und muß doch dieser ersten Auflage als Einführung weiteste Verbreitung gewünscht werden.

O. v. Auwers.

Wetterfunk, Bildfunk, Television. (Drahtloses Fernsehen.) Von Dr. Gustav Eichhorn. Mit 41 Abb. im Text. VI und 82 S., 8°. Verlag von B. G. Teubner, Leipzig-Berlin 1926. Kart. 3,20 Mk.

Dem gesteigerten Bedürfnis nach Literatur über die modernen Errungenschaften der Radiotechnik sucht eine kleine Broschüre von G. Eichhorn entgegenzukommen, die unter bewußter Ausschaltung aller in der Entwicklung stecken gebliebener Versuche der letzten Jahrzehnte lediglich das vom Wetter- und Bildfunk und vom Fernsehen zur Darstellung bringt, was heute praktischen Erfolg hat. Die Beschränkung geht dabei leider so weit, daß bei den einzelnen Methoden oft mehr technisches Wissen vorausgesetzt wird, als in dem Laienkreis, an den sich die Broschüre in erster Linie wendet, erlaubt ist. Demgegenüber werden Patentansprüche oft mit einer wenig interessierenden Ausführlichkeit wiedergegeben, wie überhaupt die ganze Schrift von vielen, oft seitenlangen, zeitlich und inhaltlich wenig einheitlichen Zitaten durchsetzt ist. Technische Einzelheiten sind dagegen nur an Hand von Fußnoten zu erraten oder an einzelnen Figuren, deren zahllose Bestandteile bisweilen die Ziffern 1—28 oder die Buchstaben des ganzen Alphabets tragen, durch mühseliges Hin- und Herwenden zum Vergleich zwischen Text und Bild zu erarbeiten, so daß die Lektüre ermüdet und wegen der Kürze doch noch unbefriedigend bleibt.

Das schließt natürlich nicht aus, daß die Broschüre auch gute Abschnitte — vor allem, wo es sich um Frequenzbetrachtungen handelt — aufweist und manche persönlichen Daten vermittelt, die nur dem Fachmann auf diesem Gebiete bekannt sein werden. Für eine Neuauflage möchte der Referent vorschlagen, die technischen Erläuterungen — etwa

auf Kosten der Patentansprüche oder manches nur in größerem Rahmen interessierenden Zitates — etwas ausführlicher wiederzugeben. Dann wird sich das gutgemeinte Büchlein bei dem aktuellen Interesse seines Themas einen weiten Leserkreis zu sichern wissen, dem in seiner heutigen Form auch der — trotz seiner guten Bilder — unverhältnishohe Preis im Wege stehen dürfte. O. v. Auwers.

Das elektrische Fernsehen und das Telehor. Von Dénes von Mihály. 2. durch einen Nachtrag erw. Aufl. Mit 112 Fig. im Text. 196 S., 8°. Verlag von M. Krayn. Berlin 1926. Preis geb. 12.— Mk.

Das Buch von Mihály, das 1923 erstmalig erschienen ist, liegt inzwischen in erweiterter Form vor und berichtet neben dem älteren, historischen Teil über die Fortschritte, die in den Jahren 1923—1926 erreicht worden sind. Mihály, der wohl als Laienerfinder anzusprechen ist, hat sich auf den ersten 50 Seiten seines Büchleins der Mühe unterzogen, sich und seinen Lesern Rechenschaft über die z. T. schwer zugänglichen und weit verstreuten Angaben seiner Vorläufer zu geben. Auf weiteren 60 Seiten gewährt er offenherzigen Einblick in seine mühevollen Versuche, der Verwirklichung des elektrischen Fernsehens praktisch näherzukommen. Hierin liegt der besondere Reiz dieses Büchleins, das durch die Fülle der aufgegriffenen oder eigenen Ideen anregend und durch den zähen Glauben an Erfolg vorbildlich wirkt. Ein Anhang, der über die Arbeiten und Erfolge der Jahre 1923—1926 berichtet, umfaßt mehr als 80 Seiten. Das vielleicht wichtigste Ergebnis dieser Untersuchungen ist die Erkenntnis, daß man beim Fernsehen durch die Trägheit des menschlichen Auges mit einer erheblich kleineren Anzahl von Uebertragungen auskommt, als man nach den Erfahrungen der Bildtelegraphie hätte annehmen sollen.

Mihály bevorzugt bei seinen Versuchen den Oszillographen und die Selenzelle, von denen vor allem das zweite Hilfsmittel eine erhebliche Vervollkommnung durch ihn gefunden hat. Seine Theorie der Selenzellenwirkung dürfte jedoch kaum großen Anklang finden, wie überhaupt im ersten Teil des Buches manches physikalisch Bedenkliche steht, was bei einer Neuauflage besser dem Stift des Korrektors zum Opfer fiele. Auch sprachlich dürfte eine Ueberarbeitung wünschenswert sein.

Auf Einzelheiten des Mihályschen Fernsehens einzugehen, fehlt hier der Raum. Dem Büchlein, das vor allem bei Fachleuten Interesse hervorrufen wird, ist um seines Reichtums willen eine weite Verbreitung zu wünschen. Seine Ausstattung ist sehr gut zu nennen. O. v. Auwers.

Les filtres électriques. Théorie, Construction et Applications. Von Pierre David, Préface de M. le Général Ferrié. 130 Seiten mit 76 Abb. im Text und 2 Tafeln, 8°. Paris 1926, Verlag von Gauthier-Villars et Cie.

Die elektrischen Filter haben für die ganze Fernmeldetechnik in der letzten Zeit so große Bedeutung gewonnen, daß man die im vorliegenden Buch gegebene elegante und leicht zu lesende Zusammenstellung der vielen darauf bezüglichen Einzelarbeiten sehr willkommen heißen kann. Der Verfasser hat sich dabei der Darstellungsweise der amerikanischen Autoren, und zwar hauptsächlich den Arbeiten von O. Zobel angeschlossen, worin bekanntlich von der Betrachtung der Impedanzcharakteristiken ausgegangen wird.

Im ersten Teil wird aus einer kurzen Betrachtung der Eigenschaften einer Einzelzelle die Bedingung für die Durchlässigkeitsbereiche abgeleitet; es folgt dann nach einer allgemeinen Betrachtung über die Eigenschaften von Impedanzen die Berechnung der Schwächungskurven der einfachsten Filter. Im Anschluß an die Einführung des Begriffs des „Wellenwiderstandes" (impédance itérative) werden Anpassungsfragen und weiter der Einfluß der bisher vernachlässigten Ohmschen Widerstände erörtert. Schließlich werden die Eigenschaften von inhomogenen Filtern entwickelt. Im zweiten Teil findet sich eine übersichtliche Zusammenstellung der für den Aufbau von Filtern gültigen Regeln und eine Reihe von gut gewählten Beispielen. Ausführliche Tafeln und ein Literaturverzeichnis vervollständigen das Buch.

Bei einer Zusammenstellung wie der vorliegenden, die doch auf eine gewisse Vollständigkeit Anspruch erheben muß, vermißt man einen Hinweis auf die Arbeiten von H. Riegger, der das vorliegende Problem nach der Theorie der gekoppelten Schwingungskreise behandelt hat. Wenn auch zugegeben werden kann, daß die im vorliegenden Buch angegebenen Näherungsmethoden für die meisten praktischen Anwendungen ausreichend sind, so ist es doch bedauerlich, daß dem Verfasser diese Arbeiten entgangen sind, die eine vollkommen strenge Behandlung vieler Probleme gestatten und außerdem dem eigentlichen physikalischen Charakter der in Frage kommenden Erscheinungen häufig näherkommen als die angegebenen Näherungsmethoden.

H. Backhaus.

Les Lampes à plusieurs électrodes et leur applications en radiotechnique. Von J. Groszkowski. Aus dem Polnischen ins Französische übersetzt von G. Teyssier. Mit einer Vorrede von R. Mesny.) 350 S. mit 207 Abb., 8°. Verlag Etienne Chiron. Paris 1927. Geh. Francs 40.—.

Inhaltsverzeichnis: 1. Elektronen-Emmission durch glühende Körper, 2. die Röhre mit zwei Elektroden, 3. die Röhre mit drei Elektroden: a) Wirkungsweise, b) Fabrikation von verschiedenen Röhrenarten, 4. die Röhre mit drei Elektroden als Detektor, 5. als Verstärker, 6. als Generator: a) Wirkungsweise, b) Anwendung in Stationen für drahtlose Telegraphie und Telephonie, 7. verschiedene Anordnungen und verschiedene Typen von Röhren mit mehreren Elektroden.

Diese Röhren-Monographie zeichnet sich durch eine sehr klare Darstellungsweise aus; schon die kurzen Paragraphen und ihre Ueberschriften dienen dazu, die einzelnen Fragen gegeneinander abzuheben. Die mathematischen Anforderungen sind etwa diejenigen, wie sie die Theorie der Wechselströme stellt. Das Buch, das aus Vorlesungen des Verfassers an der Technischen Hochschule in Warschau hervorgegangen ist, ist also für den Elektrotechniker oder Physiker, aber nicht etwa für den Radio-Amateur bestimmt. Eine große Anzahl von Beispielen und Zahlenangaben sorgen für eine Brücke zwischen der Theorie und der praktischen Anwendung der verschiedenen Anordnungen.

Allgemein aufgefallen ist mir an dem Buch, daß es die wichtigsten Anordnungen eingehend bespricht und hervorhebt, dagegen keinen Wert darauf legt, mit größter Vollständigkeit alle die vielen Schaltungen zu besprechen, die gerade auf dem Gebiet der Röhren von allen möglichen Seiten veröffentlicht und patentiert worden sind.

Die Literatur ist im ganzen Buch sorgfältig berücksichtigt. Das Literaturverzeichnis am Schluß enthält eine große Reihe der wichtigsten Arbeiten über Röhren.

Die schematischen Figuren — bei weitem der überwiegende Teile der Figuren — sind im allgemeinen gut. Für die, übrigens ganz geringe, Zahl von photographischen Figuren eignet sich schon das ziemlich mäßige Papier nicht.

J. Zenneck.



Band 31 Juni 1928 Heft 6





Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

herausgegeben von

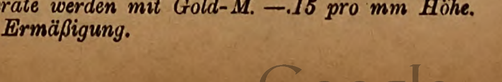
Professor Dr. J. Zenneck und Privatdozent Dr. E. Mauz

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1 9 2 8

Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15—, Preis des einzelnen Heftes Gold-.M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe. und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 31 Juni 1928 Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite
K. Krüger und H. Plendl: Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen: Versuche zwischen Berlin und Madrid. (Mit 7 Figuren im Text.) . . . 169
Hans Wechsung: Röhrengenerator großer Leistung für sehr kurze elektrische Wellen. (Mit 17 Figuren im Text) . . . 176
B. D. H. Tellegen: Endverstärkerprobleme. (Mit 13 Figuren im Text) 183
Herbert Lange: Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen. (Schluß). (Mit 10 Figuren im Text) . . . 191
Manfred von Ardenne: Bemerkung zu der Arbeit von E. Döring: „Über den Einfluß hoher ohmscher Anoden-Widerstände auf den Gitterwiderstand von Verstärkerröhren." . . . 197

Seite
Referate
M. Grützmacher (Selbstreferat): Eine neue Methode der Klanganalyse. (Mit 3 Figuren im Text). . . . 197
W. van B. Roberts (J. Zenneck): Bemerkung über den Empfang mit Gitterkondensator und Ableitungswiderstand. (Mit 1 Figur im Text) 198
V. G. Smith (J. Zennneck): Mathematische Studie über Hochfrequenzverstärkung. . . . 198
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 17 Figuren im Text) . . . 199
Bücherbesprechungen: . . . 203

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W. 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen: Versuche zwischen Berlin und Madrid.

Von K. Krüger und H. Plendl.
98. Bericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt, E. V., Berlin-Adlershof.

Die Arbeit berichtet über eine im November 1927 ausgeführte Versuchsunternehmung nach Madrid, bei welcher in Adlershof vom Flugzeug und vom Boden aus gesendet und in Madrid der Empfang beobachtet wurde.

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung
II. Aufgabenstellung und Geräte.
III. Gang der Versuche.
1. in Adlerhof
2. in Madrid und auf dem Schiff
IV. Beobachtung der Empfangsstärke bei gleichbleibender Entfernung
1. Empfang in Madrid
2. Empfang in Adlershof
V. Beobachtung der Empfangsstärke bei veränderlicher Entfernung
VI. Allgemeine Empfangsbeobachtungen
VII. Zusammenfassung.

I. Einleitung.

Die bisherigen Untersuchungen der Funkabteilung der DVL über Kurzwellen[1]) erstreckten sich bis zu etwa 1000 km größter Entfernung. Dabei wurden ausgeprägte tote, d. h. völlig empfanglose Zonen in der Form, wie sie von den Amerikanern[2]) behauptet wurden, nicht gefunden. Dagegen zeigten sich Zonen mehr oder minder großer Empfangsschwächung, doch war im allgemeinen bei einigermaßen leistungsstarken Sendern für die untersuchten Wellen von 15 bis 50 m stets eine zum Verkehr ausreichende Lautstärke vorhanden. Freilich stützen sich diese Ergebnisse nur auf eine geringe Zahl von Beobachtungen, einmal wegen der Kürze der zur Verfügung stehenden Zeit und ferner

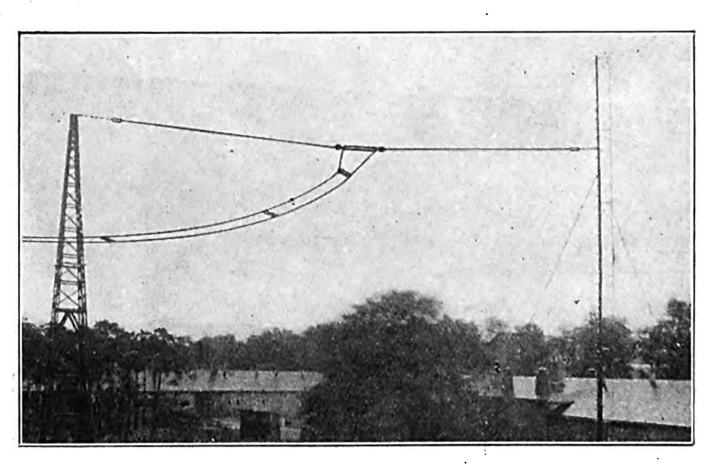


Fig. 1.
Antennenanlage der Kurzwellenbodenstation.

[1]) H. Faßbender, K. Krüger und H. Plendl, Naturwissenschaften 15, S. 357, 1927; H. Pendl, Zeitschrift für Technische Physik 11, S. 456; 1927.

[2]) Schrifttum-Zusammenstellung: A. Saklowsky, E.N.T. 4, S. 62, 1927

wegen der Abhängigkeit der Ueberlandflüge vom Wetter. Immerhin sind in diesem Falle positive Beobachtungen höher zu bewerten als negative, da ein Ausbleiben des Empfanges auch andere Ursachen haben kann als das Vorhandensein von toten Zonen.

Innerhalb des bisher untersuchten Entfernungsbereiches von etwa 1000 km erwies sich die Welle um 45 m herum als besonders vorteilhaft. Bei diesem Wellenband (40 bis 50 m) war es möglich, mit der kleinen Antennenleistung von etwa

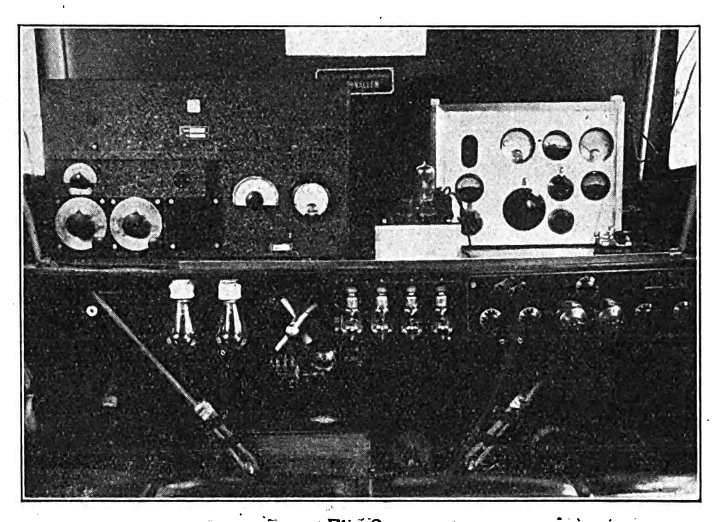


Fig. 2.
Kurzwellenversuchsstation in der Kabine eines Flugzeuges.

1 Watt, die mit einem reinen Batteriegerät kleinster Abmessungen erzeugt werden kann, eine gute Verbindung zu allen Tageszeiten, besonders aber bei Nacht, zu erreichen. Diese Ergebnisse wurden auf einer Reihe von Flügen innerhalb Deutschlands bestätigt.

Zur Erweiterung dieser Beobachtungen auf größere Entfernungen wurde von der Funkabteilung ein Versuchsunternehmen nach Madrid[3]) (ungefähr 2000 km Entfernung von Berlin) ausgeführt. Damit auch veränderliche Entfernung

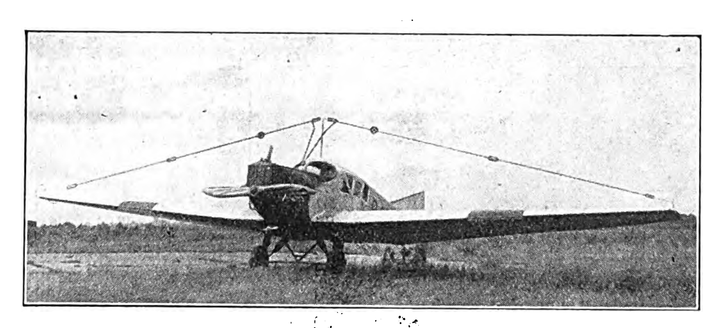


Fig. 3.
Flugzeug mit Dipolantenne (verstärkt gezeichnet).

berücksichtigt werden konnte, wurden auf der Hin- und Rückreise vom fahrenden Schiff aus Versuche gemacht. Die Beobachtungen auf dem Schiff und in Madrid wurden von Dr. H. Plendl ausgeführt, die Versuche in Adlershof leitete Dr. K. Krüger.

II. Aufgabestellung und Geräte.

Die Einteilung der Versuche geschah in der Weise, daß im allgemeinen Adlershof vom Boden oder Flugzeug aus sendete, während in Madrid beobachtet wurde. Adlershof stellte das Programm auf und gab dieses einmal oder auch mehrmals am Tage mit seinem Bodensender (etwa 300 Watt) nach Madrid durch. Um aber auch in umgekehrter Richtung nicht ganz ohne Verbindung zu sein, ging ein kleiner Sender mit auf die Reise, von dem zu erwarten war, daß er wenigstens bei Dunkelheit die große Entfernung überbrücken würde. Dementsprechend wurde auch in Adlershof stets ein Empfänger betriebsklar gehalten, der außerdem auch zur Kontrolle der Sendungen aus dem Flugzeug diente.

Die Untersuchungen wurden durchgeführt für verschiedene Wellenlängen, Betriebsarten und Sendeleistungen.

Wegen der Kürze der zur Verfügung stehenden Zeit wurden die Untersuchungen auf die drei Wellenbänder in der Gegend von **18 m, 28 m** und **48 m** beschränkt. Von den Betriebsarten wurden mit Rücksicht auf den Flugbetrieb die rein ungedämpfte und die mit Anodenwechselspannung arbeitende verwendet, da diese bei richtiger Bemessung mit den kleinsten und leichtesten Geräten auskommen.

Zur Erzeugung der rein ungedämpften Hochfrequenz wurden kristallgesteuerte Sender sehr kleiner Leistung (etwa 1 Watt) benutzt, die mit einem kleinen Verstärkerrohr (RE 134 oder RE 352) arbeiteten und ihre Energie aus Empfängerbatterien entnahmen. Die Sender größerer Leistungen (300 Watt-Bodensender, 30 Watt-Flugzeugsender) wurden mit Wechselstrom von 500 Perioden betrieben, der

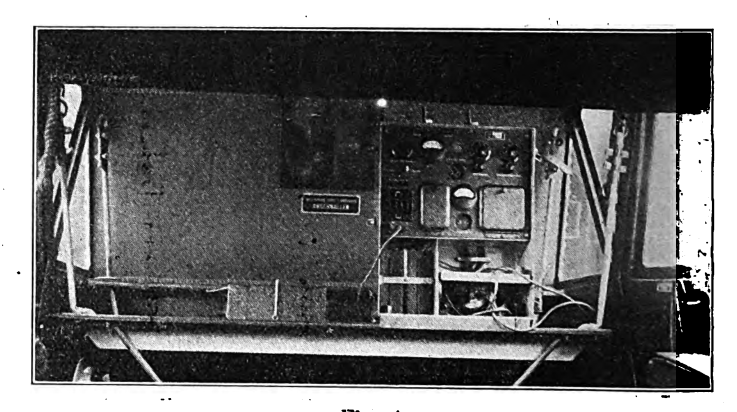


Fig. 4.
Kurzwellenkleingerät (C. Lorenz A.-G.) in der Kabine eines Flugzeuges.

durch Transformatoren auf die erforderliche Hochspannung gebracht wurde.

Die nachfolgende Aufstellung gibt einen Ueberblick über die bei den Versuchen verwendeten Geräte[4]).

In Adlershof: a) Ein Bodensender von rund 300 Watt Antennenleistung. b) Ein Bordsender von rund 30 Watt. c) Ein kristallgesteuertes Batteriegerät (Lorenz-Eintornisterstation) von etwa 2 Watt. d) Ein kristallgesteuertes Batteriegerät mit dreistufiger Frequenzvervielfachung, Leistung etwa 0,5 Watt. e) Ein Telefunken-Großstations-Empfänger.

2. In Madrid bzw. auf der Reise: f) Ein Telefunken-Großstations-Empfänger. g) Ein kristallgesteuertes Batteriegerät (Lorenz-Eintornistergerät) von rund 2 Watt. h) Ein Gleichrichter-Meßgerät zur Bestimmung der Empfangsintensität.

Zu a. Der Bodensender wurde mit Wechselstrom von 500 Hertz betrieben und arbeitete mit zwei Röhren RS 229 in Niederfrequenz-Gegentaktschaltung, so daß der Modulationston die Höhe 1000 Hertz hatte. Die Antennenenergie dieses Senders betrug bei den Versuchen etwa 300 Watt, sein Wellenbereich lag zwischen 17 und 70 m.

[3]) Für die Wahl von Madrid als Beobachtungsort sprachen eine Reihe von Gründen, u. a. auch der, daß die Versuche dort von der Vertretung der Telefunken-Gesellschaft unterstützt werden konnten.

[4]) Vgl. auch H. Plendl, Zeitschrift f. Technische Physik 11, S. 456, 1927.

Fig. 1 zeigt die Antennenanlage, auf die der Bodensender arbeitete. In der Mitte zwischen den beiden Masten ist der fast ausschließlich verwendete Horizontal-Dipol mit seiner zum Sender führenden Energieleitung ausgespannt. An dem rechten Mast ist der Vertikal-Dipol befestigt, der jedoch bei diesen Versuchen nur wenig benutzt wurde.

Zu b. Der Bordsender wurde im Flugzeug mit Wechselstrom von 600 Perioden, der einem durch Windflügel angetriebenen Generator entnommen wurde, betrieben. Sein Wellenbereich betrug mit vier verschiedenen Steckspulen 10 bis 80 m, die Antennenleistung etwa 30 Watt. Derselbe Sender wurde auch am Boden verwendet und dabei mit Gleichstrom betrieben.

Fig. 2 zeigt den Einbau einer Versuchsanordnung in der Kabine eines Flugzeugs mit dem Bordsender auf der rechten Seite. In Fig. 3 ist die als Dipol ausgebildete Antenne auf einem Junkers-Metallflugzeug zu sehen (verstärkt nachgezeichnet).

Zu c und g. Fig. 4 zeigt den Einbau eines von der C. Lorenz A.-G. gebauten Kurzwellen-Sende-Empfangsgerätes, dessen Sender für ungedämpfte Telegraphie sowohl in Adlershof als in Madrid zu einer Reihe von Versuchen herangezogen wurde. Das Gerät eignete sich zum Mitnehmen auf die Reise besonders gut durch seine geringen Abmessungen und Gewichte. Die Abmessungen betragen 44 × 36 × 17 cm, das Gesamtgewicht des betriebsfertigen Gerätes beläuft sich auf etwa 14 kg.

Der Sender, Schaltbild Fig. 5, wird durch einen auswechselbaren Quarzkristall gesteuert und ist so eingerichtet, daß er zusammen mit einer Dipolantenne von 2×6 m Länge ein Wellenbereich von etwa 40 bis 60 m überdeckt, je nach dem gewählten Kristall. Als Senderohr wurde im allgemeinen eine kleine Endverstärkerröhre (RE 352 oder RE 134) benutzt. Die Antennenleistung des Senders betrug etwa 0,5 bis 2 Watt, je nach der zur Verfügung stehenden Anodenspannung. Der Sender benötigte also keinen Generator, sondern entnahm seine Energie lediglich dem Heizsammler und der Anodenbatterie.

Zu d. Fig. 6 zeigt die Schaltung eines mit Frequenzvervielfachung arbeitenden kristallgestaltgesteuerten Senders, der hauptsächlich für die kleineren Wellen unter etwa 40 m bestimmt war, die nicht mehr mit direkter Kristallsteuerung zu erzeugen sind. Dieser Sender arbeitete ebenfalls mit Verstärkerröhren und ergab eine Endleistung von etwa 0,5 Watt. Verwendet wurde dieses Gerät zur Erzeugung der Wellen 16,3, 30,2 und 48,5 m.

Zu e und f. Die Großstationsempfänger der Telefunken G. m. b. H. (Fig. 2 links) waren mit Audiongegentaktschaltung und zwei bzw. drei Niederfrequenzverstärkerstufen ausgerüstet.

Zu h. Die Beobachtung der Empfangslautstärke wurde durch ein Gleichrichter-Meßgerät unterstützt, dessen Schaltbild Fig. 7 wiedergibt. Dieses Gerät besteht aus einem Transformator, dessen Primärseite im Anodenstromkreis des letzten Empfängerrohres liegt, einem Rohr RE 504 oder RE 134 und einem empfindlichen Strommesser. Durch genaue Einstellung der Gittervorspannung wurde erreicht, daß der Arbeitspunkt des Rohres an dem unteren Knick der Kennlinie lag, so daß reine Gleichrichterwirkung eintrat. Wählt man ein Rohr mit möglichst scharf einsetzender und geradliniger Kennlinie aus, so ist der Anodenstrom und damit der Ausschlag des Gerätes in weiten Grenzen annähernd der an das Gitter gelegten Spannung verhältig. Es muß nur dafür gesorgt werden, daß keines der Rohre übersteuert wird. Das Gerät eignet sich auch zur Beobachtung der Schwunderscheinungen (Fadings) und zur Bestimmung der Höhe des jeweiligen Störspiegels.

III. Gang der Versuche.

1. In Adlershof.

Mit den Vorbereitungen für das Madrider Unternehmen wurde Anfang Oktober 1927 begonnen. Es war ursprünglich beabsichtigt, bereits die Ueberfahrt Hamburg—Vigo zu den Hauptversuchen mit auszunutzen. Von diesem Plane mußte leider Abstand genommen werden, da zu diesem Zeitpunkt noch einige Schwierigkeiten auf der Sendeseite zu beheben waren und anderseits das teilweise sehr ungünstige Wetter keinen regelrechten Flugbetrieb zuließ. So konnte die Zeit der Ueberfahrt nur zu einigen orientierenden Versuchen ausgenutzt werden, die wohl für das anschließende Arbeiten in Madrid erwünscht waren, ihrer geringen allgemeinen Bedeutung wegen hier jedoch nicht mit angeführt werden sollen. Erwähnt sei nur, daß das unter (g) genannte Kristallgerät von etwa 2 Watt Leistung in Adlershof namentlich auf der 46 m-Welle fast stets gut aufnehmbar war, auch am Tage. So kam z. B. eine am 5. November vormittags 9.30 Uhr auf der Höhe von Ouessant (Entfernung 1400 km) aufgegebene Standortmeldung mit guter Lautstärke durch.

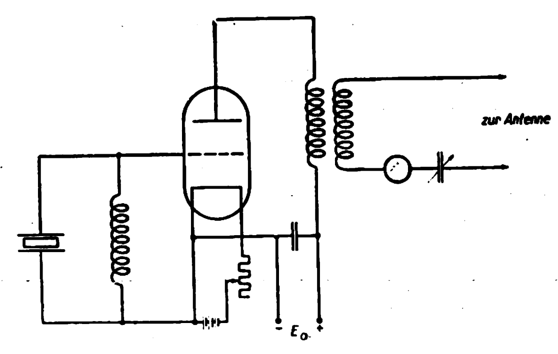


Fig. 5.
Schaltbild eines Senders mit direkter Kristallsteuerung.

Die Hauptversuche begannen erst, nachdem die Klarmeldung der Empfangsanlage Madrid vorlag, also am 11. November. Die beiden ersten Tage wurden dazu benutzt, die günstigste Wellenlänge für den Bodensender (a) festzulegen, um zunächst einmal eine sichere Verbindung nach Madrid zu schaffen, da von dem einwandfreien Arbeiten dieser Verbindung das Gelingen der Versuche wesentlich abhing. Ferner war anzunehmen, daß sich diese „Verkehrswelle" auch für die Flugzeugsender besonders eignen würde, so daß die Einstellung des Bodensenders gleichzeitig von Bedeutung für die Versuche vom Flugzeug aus war.

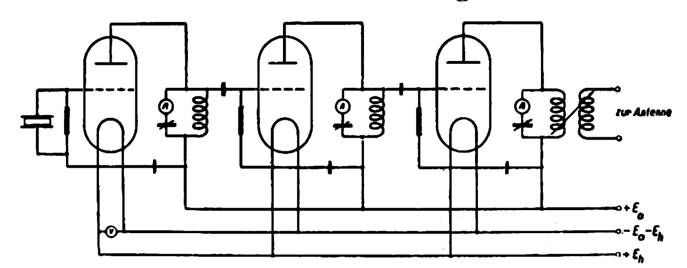


Fig. 6.
Schaltbild eines kristallgesteuerten Senders mit Frequenzvervielfachung.

In den ersten Tagen wurde eine Reihe von Boden- und Flugversuchen unter verschiedenen Bedingungen unternommen. Vom 19. November an wurde dann täglich das gleiche Programm auf den als günstig erkannten Wellen abgewickelt, soweit nicht das Wetter oder unvorhergesehene Störungen in den Geräten dies verhinderten. Leider hatten die Versuche zeitweise stark unter der Un-

gunst der Witterung zu leiden, namentlich die Nachtflüge. In der Zeit vom 12. bis 24. November konnten nur drei Flüge bei Dunkelheit ausgeführt werden — an den übrigen Tagen verhinderten Nebel oder tiefhängende Wolken die Ausführung solcher Versuche. Auch Betriebsschwierigkeiten an den Geräten waren leider nicht ganz zu vermeiden — so gelang es z. B. längere Zeit nicht, den Bordsender (b) auf die kurze Welle (im 18 m Band) abzustimmen. Schließlich bereitete auch der zum Antrieb des Bordsenders gehörende Generator hin und wieder Schwierigkeiten, da er ziemlich stark belastet wurde — immerhin konnte aber trotz aller Störungen ein großer Teil der Versuche in der beabsichtigten Weise durchgeführt werden, soweit das in der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit überhaupt möglich war.

An Flugzeugen standen zwei Maschinen des Baumusters Junkers F 13 zur Verfügung, die beide mit Dipolantennen (vgl. Fig. 3) ausgerüstet und im Innern der Kabine mit federnd aufgehängtem Tisch versehen waren. In der einen Maschine (D 570) befand sich der Bordsender (b) mit seinen Betriebsmitteln, von denen der Kontrollempfänger zur Ueberwachung der Zeichen und des Modulationstones leider erst an einem der letzten Versuchstage eingebaut werden konnte. Der mit Windflügel angetriebene Generator saß unter dem Motorbock des Flugzeuges im Schraubenstrahl. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß die Gesamtanlage bereits am Boden auf einwandfreies Arbeiten geprüft werden kann, wenn der Flugzeugmotor beim Abbremsen mit Vollgas läuft. Dafür muß man freilich in Kauf nehmen, daß bei starkem Abdrosseln des Motors während des Fluges (im Gleitflug) der Generator nicht mehr genügend Wind erhält und in der Umlaufszahl abfällt. Kleinere Schwankungen in der Motordrehzahl während des Fluges werden sonst durch den verwendeten selbstregelnden Windflügel (Bauart Seppeler-Telefunken) ausgeglichen.

In das andere Flugzeug (D 835) war die „Kristallkaskade" (d) eingebaut samt den zum Betriebe notwendigen Batterien und einem Kontrollempfänger. Dieses Flugzeug war im Gegensatz zur D 570 für Nachtflüge eingerichtet. Die Nachtflüge begannen und endeten auf dem Flughafen Tempelhof, da Adlershof keine Platzbeleuchtung besitzt.

Für den größten Teil der Betriebsmeldungen waren Abkürzungen verabredet, die aus Gruppen von je zwei oder drei Buchstaben bestanden. Hierdurch wurde der Verkehr zwischen Berlin und Madrid wesentlich erleichtert. Waren keine Meldungen abzugeben, so wurden sämtliche Sender durch selbsttätige Zeichengeber getastet, die durch Uhrwerke angetrieben wurden und einen bestimmten Buchstaben gaben. Die Rückmeldungen von Madrid erfolgten regelmäßig durch Posttelegramme und außerdem meist noch durch den kleinen Sender (g) auf der 46 m-Welle, der in den Abendstunden meist durchkam.

2. In Madrid und auf dem Schiff.

Die Empfangsbeobachtung in Madrid wurde in dem Hause der AEG Ibérica de Electricidad im Zentrum der Stadt vorgenommen. Als Antenne wurde ein Dipol von 2 mal 10 m Länge auf dem Dache des etwa 20 m hohen Hauses gespannt. Die bifilare Energieleitung hatte rd. 6 m Länge und führte in eine Dachkammer. In derselben waren aufgebaut:

f) der Kurzwellenempfänger;
h) das Gleichrichtermeßgerät;
g) der Kristallsender.

Die Versuchsanlage auf dem Schiff war im wesentlichen dieselbe. Der Dipol war hier vom Schornstein zu einem der Masten schräg nach oben gespannt und hatte eine mittlere Höhe von etwa 10 m. Die Schiffs-T-Antenne lag mehrere Meter über dem Dipol.

Die Empfangsbeobachtung hatte in Madrid und an Bord sehr unter Störungen zu leiden.

An Bord störte besonders das Stoßen der Schiffsmaschine (Drei-Zylinder-Kolbendampfmaschine), das bei empfindlicher Empfängereinstellung — Arbeitspunkt an der Schwingungsgrenze des Audions — auf den Empfang übertragen wurde. Diese Störung ließe sich vermeiden durch federnden Einbau der Geräte, was aber im vorliegenden Falle wegen Platz- und Zeitmangel nicht möglich war. Auf der Fahrt im Kanal störten die zahlreichen Funkensender auf den begegnenden Schiffen mit ihren Oberwellen beträchtlich. Die Sendezeiten des Löschfunkensenders an Bord waren immer nur von kurzer Dauer, während derselben war aber jede Beobachtung unmöglich. Die bisher erwähnten örtlichen Störungen wurden am unangenehmsten empfunden. Außerdem traten noch atmosphärische Störungen (Brodeln und Krachen im Telephon) in Erscheinung. Ein ähnliches Geräusch im Empfänger wurde von aneinanderschlagenden Metallteilen, z. B. den Stahltrossen an Bord, erzeugt.

In Madrid waren die Empfangsstörungen zeitweise noch zahlreicher als an Bord. Jede Gleichstromklingel stellt einen Funkensender dar, dessen angeschlossene Leitungen als Antenne wirken. Im Entfernungsbereich von schätzungsweise 100 m störten solche Klingeln im ganzen Wellenband von 10 bis 60 m fast gleichmäßig stark. Aehnlich, aber mitunter noch übler, wirkten Gleichstrommotoren, deren Zuleitungen durch die Kollektorfunken zu Hochfrequenzschwingungen erregt werden. Solange diese Störungen dauerten, war eine Empfangsbeobachtung unmöglich. Wechselstromklingeln, z. B. diejenigen am Zimmertelephon, störten gar nicht, ebensowenig Wechselstrommotoren. Als weitere Störenfriede sind zu nennen die vielen illegalen Amateursender in Madrid, z. T. kleine Löschfunkensender und der Rundfunk von Madrid (Welle 375 m). Letzterer hatte reichlich abstimmbare Oberwellen, tönte aber auch im ganzen Wellenband durch, besonders oberhalb 30 m. Der Rundfunksender setzte aber im allgemeinen erst nachmittags mit seinem Programm ein. Die im vorausgehenden genannten Störungen, die sämtlich lokaler Natur waren, bildeten weitaus die Mehrzahl. Seltener waren die atmosphärischen Störungen von so großer Amplitude, daß sie die drahtlose Verbindung unmöglich machten.

Für Versuchszwecke sehr geeignet war der Beobachtungsposten im Zentrum von Madrid gerade nicht. Immerhin ist es zur Erprobung der günstigsten Sendebetriebsart mit Rücksicht auf den Empfang von Interesse, auch bei starken Störungen Vergleiche machen zu können. Diese Vergleiche wurden auch auf die großen Sender von Nauen ausgedehnt.

IV. Beobachtung der Empfangsstärke bei gleichbleibender Entfernung (2000 km).

Eine genaue Bestimmung der Empfangsstärke erfordert Messung der Feldstärke, was bei kurzen Wellen im Gegensatz zu den langen vorläufig noch große Schwierigkeiten bereitet. Da die Empfangsstärke bei kurzen Wellen meist in weiten Grenzen schwankt, ist außerdem eine zeitliche Aufzeichnung dieser Messungen notwendig. Eine solche Meßeinrichtung stand aber für die hier beschriebenen Versuche nicht zur Verfügung. Man mußte sich vielmehr damit begnügen, die Empfangsstärke durch Lautstärkenvergleiche zu ermitteln, die durch Beobachtungen mit dem unter II (h) beschriebenen Gleichrichtermeßgerät unterstützt wurden.

Die Beobachtungsergebnisse sind in relativen Zeichenstärken „R"[5]) ausgedrückt, zu deren Beurteilung folgende Aufstellung dient:

Zahlentafel 1. Relative Zeichenstärke.

$R=0$ kein Empfang,
$R=1$ sehr schwach, unlesbar und verschwindend,
$R=2$ sehr schwach, unlesbar,
$R=3$ schwach und noch unlesbar,
$R=4$ schwach, aber lesbar,
$R=5$ leidliche Hörbarkeit,
$R=6$ gute hörbare Zeichen,
$R=7$ gute starke Zeichen,
$R=8$ gute starke Verkehrszeichen,
$R=9$ sehr starke für Verkehr gut geeignete Zeichen.

1. Empfang in Madrid.

Sender in Adlershof am Boden. Das tägliche Programm wurde, wie bereits erwähnt, mit dem Wechselstromgegentakt-Sender *(a)* durchgegeben. Zu diesem Zweck

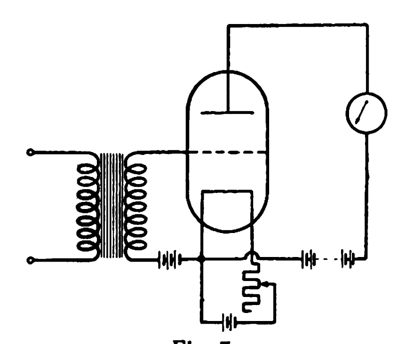


Fig. 7.
Schaltbild des Gleichrichtermeßgerätes.

schickte derselbe im allgemeinen von 9.00 bis 9.30, 12.00 bis 12.15 und 16.15 bis 16.30 M. E. Z. mit etwa 300 Watt Antennenleistung. Dieser Sender wurde in der Zeit vom 11. bis 24. November 1927 in Madrid beobachtet. Das Ergebnis ist in Zahlentafel 2 zusammengestellt. Sie gibt die relative Zeichenstärke *(R)*, zusammengefaßt einerseits nach Wellenlängen und anderseits nach Tag und Tageszeit.

Am ersten Versuchstag wurde mit Welle 46 m vom Bodensender in Adlershof geschickt. Es war aber damit in Madrid kein Empfang zu erzielen, obwohl die Apparatur in Ordnung war, denn andere Kurzwellensender waren in dem Wellenbereich um 46 m zu hören. Am zweiten Versuchstage wurde mit den Wellen 27 m und 19 m gesendet. Beide waren sehr gut aufzunehmen (Zeichenstärke $R=8$ bzw. 7).

Um zwecks Vergleich einen Durchschnittswert über einige Tage zu bekommen, wurde vom 12. bis 18. November die 27-m-Welle und vom 19. bis 24. November die 19-m-Welle für Nachrichtenverkehr gewählt. Es zeigte sich dabei eine geringe Ueberlegenheit der mittleren Welle von 27 m (durchschnittlich $R=8$ gegenüber $R=7$ bei 19 m). Die längere Welle von 46 m kam von Adlershof nach Madrid am Tage sehr schlecht oder gar nicht durch, hatte allerdings auch am meisten unter den örtlichen Störungen zu leiden.

In Zahlentafel 3 sind Beobachtungen verschiedener Sender mit ungedämpfter Betriebsart und kleiner Leistung aufgeführt. Auch hierbei war im 46-m-Band am Tage keine Verbindung von Adlershof nach Madrid zu bekommen; dagegen war bei der 30-m-Welle eine leidliche Verbindung selbst bei 0,5 Watt Senderleistung zu erzielen.

5) Dem R. C. A.-Code (Radio-Coperation of America) entnommen.

Zahlentafel 2.
Empfangs-Beobachtungen des Adlershofer Bodensenders (300 Watt) in Madrid.

Tag (1927)	Zeit	Relative Zeichenstärke		
		bei 19 m	bei 27 m	bei 46 m
11. 11.	9^{00} bis 19^{00}			0
12. 11.	10^{59} bis 11^{55}		8	
	16^{25} bis 18^{28}	7		
14. 11.	12^{10} bis 12^{19}		[1])	
	16^{15} bis 16^{33}		7 bis 8	
15. 11.	9^{15} bis 9^{32}		8	
	10^{07} bis 11^{30}	8		
	12^{04} bis 12^{17}		7 bis 8	
17. 11.	9^{04} bis 11^{02}		8	
	13^{30} bis 14^{30}			0
	16^{18} bis 16^{33}		8	
18. 11.	9^{05} bis 9^{45}		8	
	12^{01} bis 12^{33}		8	
	14^{16} bis 14^{29}			3
	16^{19} bis 16^{50}		8 bis 9	
19. 11.	9^{03} bis 9^{39}	6 bis 7		
	10^{18} bis 10^{29}	7		
	12^{05} bis 12^{24}	7		
	16^{16} bis 16^{53}	7 bis 8		
21. 11.	9^{05} bis 10^{05}	7		
	12^{05} bis 12^{33}	7		
	14^{30} bis 14^{34}			1
	16^{17} bis 16^{50}	7		
	17^{45} bis 17^{51}	7		
22. 11.	9^{10} bis 9^{41}	7		
	12^{04} bis 12^{23}	7		
	16^{17} bis 16^{50}	7 bis 8[2])		
23. 11.	9^{09} bis 9^{30}	7		
	12^{03} bis 12^{15}	7		
	16^{15} bis 16^{30}	6 bis 7		
24. 11.	9^{10} bis 9^{30}	7		
	12^{00} bis 12^{15}	7		
	16^{15} bis 16^{35}	7		

Es bedeutet: $R=0$ kein Empfang,
$R=5$ leidliche Hörbarkeit,
$R=9$ sehr starker Lautsprecherempfang.

Zahlentafel 3.
Empfangsbeobachtungen verschiedener Adlershofer Sender in Madrid (Entfernung 2000 km).

Tag (1927)	Zeit	Sender-		Wellen-länge	Relative Zeichen-stärke
		Bezeichnung	Leistung		
23. 11.	14^{15} bis 16^{06}	Kristallkask. (d)	0,5 Watt	30 m	5
23. 11.	17^{37} bis 17^{43}	Kristallsdr. (c)	2 „	46 m	3
14. 11.	10^{15} bis 12^{00}	Bordsender (b)	30 „	47 m	0
24. 11.	16^{45} bis 17^{15}	Kristallkask. (d)	0,5 „	48 m	0

1) Empfang war vorhanden, jedoch ist die Zeichenstärke nicht angebbar, da außergewöhnlich starke lokale Störungen herrschten.
2) Gegen Ende der Beobachtungszeit weit unter 7 abnehmend.

Für eine Kurzwellenverbindung Adlershof — Madrid (2000 km) war also von den untersuchten Wellen die 27-m-Welle die günstigste und die 19-m-Welle nur wenig ungünstiger. Als ungeeignet erwies sich, zumindest am Tage, die 46-m-Welle. Die Leistung von etwa 300 Watt war für die 19-m-Welle, namentlich aber für die 27-m-Welle, zu den beobachteten Zeiten (9 bis 18 Uhr) stets ausreichend.

Sender in der fliegenden Maschine. Zahlentafel 4 gibt getrennt für die drei untersuchten Wellen die Zeichenstärke einerseits für den Wechselstromsender mit 30 Watt und andererseits für den ungedämpften Kristallsender mit 0,5 Watt Antennenleistung. Die Mehrzahl der Beobachtungen[6]) wurde bei der mittleren Welle um 30 m gemacht, bei welcher sich zeigte, daß trotz der geringen Energie im allgemeinen eine für drahtlosen Verkehr ausreichende Lautstärke zu erhalten war. Bei 0,5 Watt Senderleistung wurde bei dieser Welle z. B. am 18. 11. um 18.30 M.E.Z. sogar eine Zeichenstärke von $R=8$, d. h. Lautsprecherempfang erzielt. Ferner wurde am 21. 11. um 10.30 derselbe Sender auch gehört, als er vor dem Start des Flugzeugs noch am Boden sendete, aber etwas leiser als nachher im Fluge. Die Unterschiede in der Zeichenstärke am 18. 11. ($R=7$ bis 8) und am 19. 11. ($R=3$ bis 5) lassen sich dadurch erklären, daß erstere Beobachtung bei Dunkelheit, letztere bei Tageslicht gemacht wurde.

Bei den kleineren Wellen unter 20 m und bei den längeren Wellen über 45 m liegen hier leider nur sehr wenige Beobachtungen vor. Diese zeigen in Uebereinstimmung mit den Bodenversuchen, daß von den untersuchten Wellen die längere um 48 m am Tage sehr ungünstig ist. Die kleinere Welle liegt auch hier dazwischen, schneidet aber schlechter ab als beim Bodensender. Der Grund dafür wird wesentlich darin liegen, daß die Flugzeugsendeantenne

Zahlentafel 4.

Empfangsbeobachtungen in Madrid der Adlershofer Sendungen aus der fliegenden Maschine.

a) Wechselstromsender (30 Watt).

Tag (1927)	Zeit	Relative Zeichenstärke		
		bei 19 m	bei 27 m	bei 46 m
18. 11.	10^{30} bis 10^{40}		5 bis 6	
19. 11.	10^{32} bis 10^{47}		7	
21. 11.	10^{10} bis 10^{41}		7	
22. 11.	11^{24} bis 11^{40}	4		
24. 11.	10^{07} bis 10^{42}		4 bis 5	
24. 11.	14^{00} bis 15^{00}			0

b) Kristallkaskade (0,5 Watt).

Tag (1927)	Zeit	Relative Zeichenstärke		
		bei 16 m	bei 30 m	bei 48 m
18. 11.	18^{28} bis 18^{50}		7 bis 8	
19. 11.	10^{32} bis 10^{47}		3 am Boden 4 bis 5 i. Fluge	
19. 11.	18^{00} bis 19^{15}	0		
20. 11.	11^{33} bis 11^{52}	4 bis 5		

[6]) Eine Reihe von Flügen ist hier nicht angeführt, nämlich solche Flüge, bei denen entweder Empfänger oder Sender unklar waren.

für 16 m verhältnismäßig ungünstiger war. Am 19. 11. war mit der 16-m-Welle bei Dunkelheit keine Verbindung zu erzielen, was wohl darauf zurückzuführen ist, daß es sich hier um eine ausgesprochene Tageswelle handelt.

Zahlentafel 5.

Empfangsbeobachtungen in Adlershof des Madrider Kristallsenders (2 Watt) auf Welle 46 m.

Tag (1927)	Zeit	Relative Zeichenstärke bei		
		Tageslicht	Dämmerung Adlershof	Dunkelheit Adlershof
11. 11.	12^{00} bis 12^{30}	0		
12. 11.	12^{00} bis 12^{30}	0		
	18^{31} bis 18^{56}			5
14. 11.	12^{22} bis 12^{33}	0		
	16^{39} bis 16^{46}		3 bis 4	
15. 11.	9^{33} bis 9^{55}	0		
	12^{19} bis 12^{30}	0		
	16^{41} bis 16^{45}		3	
17. 11.	16^{45} bis 16^{50}		3 bis 4[1])	
	17^{15} bis 17^{50}			5[1])
18. 11.	17^{03} bis 17^{42}			4 bis 5
19. 11.	17^{07} bis 17^{56}			5 bis 6
21. 11.	17^{02} bis 18^{02}			4 bis 5
	19^{18} bis 19^{30}			5
22. 11.	17^{00} bis 17^{42}			5
23. 11.	17^{19} bis 17^{32}			5
	18^{10} bis 18^{50}			5
24. 11.	17^{25} bis 18^{00}			5

2. Empfang in Adlershof.

Zahlentafel 5 gibt eine Uebersicht über die Adlershofer Empfangsbeobachtungen des in Madrid aufgestellten kleinen Kristallsenders. Die hierbei benutzte Welle betrug in allen Fällen 46 m. Interessant ist hier die deutlich in Erscheinung tretende Abhängigkeit von der Tageszeit. So kam diese Welle am Tage nicht ein einziges Mal durch, während sie dagegen in der Dämmerungszeit schlecht, bei Dunkelheit aber mit leidlicher Hörbarkeit empfangen werden konnte. Es war für die Einteilung und Durchführung des gesamten Versuchsprogrammes von großer Bedeutung, daß trotz der großen Entfernung (2000 km) die täglichen Empfangsbeobachtungen in Madrid abends mit dem kleinen Sender (2 Watt) nach Adlershof durchgegeben werden konnten.

V. Beobachtung der Empfangsstärke bei veränderlicher Entfernung.

Auf der Rückreise Vigo—Hamburg wurde, wie bereits erwähnt, eine Reihe von Versuchen zwischen Dampfer „Württemberg" und Adlershof durchgeführt, deren Ergebnisse in Tafel 6 zusammengestellt sind. Man erkennt, daß bei der 46-m-Welle die Zeichenstärke mit abnehmender Entfernung langsam aber stetig wuchs, während sie bei der 19-m-Welle zwischen 1700 und 1200 km praktisch konstant blieb, zwischen 1200 und 800 km dagegen auf Null heruntergging. Die beobachtete „Sprungentfernung" von etwa 1000 km für die 19-m-Welle stimmt hier sehr gut mit den Messungen überein, die von amerikanischer Seite angegeben werden. Dabei ist freilich zu berücksichtigen, daß man aus den 3 negativen Beobachtungen von insgesamt 42 min

[1]) Die Zeichenstärke wuchs deutlich mit zunehmender Dunkelheit.



Dauer an Bord der „Württemberg" nicht etwa auf die Unmöglichkeit schließen kann, die 19-m-Welle in einem Entfernungsbereich unter 800 km überhaupt zu empfangen; es ist vielmehr anzunehmen, daß bei sorgfältiger Beobachtung über längere Zeiten und Abwesenheit von lokalen Störungen doch Empfang möglich gewesen wäre. Anderseits lassen diese Ergebnisse auf eine ziemlich plötzlich einsetzende Zone starker Schwächung schließen.

In etwa der gleichen Entfernung, bei der die 19-m-Welle zu versagen beginnt, fängt die 46-m-Welle an, auch am Tage brauchbare Empfangsverhältnisse zu liefern. Schon bei etwa 1200 km Abstand zeigte sich in Uebereinstimmung mit den wenigen Versuchen auf der Ausreise,[7]) daß die

Zahlentafel 6.

Empfangsbeobachtungen bei veränderlicher Entfernung.

Ort der Beobachtung	Sender	Tag	Zeit	Rel. Zeichenstärke		Entfernung von Adlershof km
				bei 19 m	bei 46 m	
Dampfer „Württemberg" zwischen Vigo und Hamburg	Wechselstrom-Bodensender in Adlershof 300 Watt	29. 11.	10^{10} bis 10^{37}	7		1700
			12^{10} bis 12^{30}	7		
			13^{25} bis 13^{33}	7		
			16^{16} bis 17^{00}	7 bis 8		
		30. 11.	12^{03} bis 12^{22}	7		1200
		1. 12.	9^{03} bis 9^{15}	0		800
			12^{03} bis 12^{25}	0		
		2. 12.	9^{15} bis 10^{23}	0		650
			11^{25} bis 12^{29}		8 bis 9	
			16^{28} bis 17^{47}		9	
	Wechselstrom-Bordsender im Fluge 30 Watt	2. 12.	14^{14} bis 14^{35}		8	650
	Kristallsender in Adlershof 2 Watt	30. 11.	16^{07} bis 18^{20}		5 bis 6	1200
		1. 12.	16^{12} bis 17^{45}		5 bis 6	800
		2. 12.	17^{26} bis 17^{47}		7 bis 8	650
Adlershof	Kristallsender auf D. „Württemberg" 2 Watt	30. 11.	16^{31} bis 16^{55}		4 bis 5	1200
			17^{37} bis 18^{55}		5 bis 6	
		1. 12.	16^{23} bis 17^{56}		6	800
		2. 12.	17^{05} bis 17^{51}		7 bis 8	650

Kristallsender von 2 Watt Antennenleistung bei Tageslicht in leidlichen Wechselverkehr treten konnten, und am letzten Beobachtungstage, in der Entfernung von 650 km, war der Empfang überall sehr lautstark. Hierhin fällt auch der einzige während der Rückreise durchführbare Flugversuch, bei welchem der Wechselstromsender von 30 Watt Antennenleistung ebenfalls in Lautsprecherstärke ($R = 8$) empfangen wurde.

Zur Beobachtung der mittleren, im 30-m-Band liegenden Welle reichte leider die Zeit nicht mehr, obwohl auch die Untersuchung dieser Welle, namentlich auf ihre Schwächungszone, von Wichtigkeit gewesen wäre.

7) Vgl. Abschnitt III.

VI. Allgemeine Empfangsbeobachtungen.

Es wurde bereits bei der Beschreibung der Geräte (Kap. II) erwähnt, daß sich das Gleichrichtermeßgerät u. a. gut zur Beobachtung der Schwunderscheinungen (Fadings) eignete. Wenn auch dabei von Feldstärkenmessungen nicht die Rede sein konnte, so hatte das Gerät doch genügend Konstanz, um Relativmessungen der Empfangsstärke über Zeiten von mindestens mehreren Minuten Dauer auszuführen. Die auf diesem Wege gewonnenen Ergebnisse zeigen im allgemeinen ein langsames Schwanken der Empfangsstärke im Verhältnis von 1 zu 3 bis 1 zu 20, das sich zeitweise seigerte auf Werte von 1 zu 400 und darüber. Trotzdem blieben die Zeichen auch im Zeitpunkt der tiefsten Schwächung immer noch lesbar, da die Empfangslautstärke selbst entsprechend der logarithmischen Empfindlichkeit des Ohres in sehr viel kleineren Grenzen schwankte. Die Dauer der stärksten Schwächung war im allgemeinen verhältnismäßig kurz, die Periode der Schwunderscheinung war im Durchschnitt von der Größenordnung einiger Sekunden.

Bezüglich der Senderbetriebsart bestätigte sich, daß der durch Kristallsteuerung auf konstanter Frequenz gehaltene, ungedämpfte Sender sehr günstigen Empfang ergab, da der glockenreine Ueberlagerungston auch beim Vorhandensein starker Störgeräusche noch gut durchkam. Selbst wenn die Amplitude des Störspiegels die Zeichenamplitude um ein mehrfaches übertraf, war noch Empfang möglich. Günstig im Empfang war auch die saubere Tonmodulation ($k < l$) eines ungedämpften Senders, wie sie z. B. durch entsprechende Gittermodulation eines Gleichstromsenders oder durch Betrieb mit Anodenwellenspannung erzeugt werden kann.

Diese Betriebsart hat gegenüber dem mit Anodenwechselspannung betriebenen Sender den Vorteil, daß man auch bei Empfang mit schwingendem Audion einen verhältnismäßig sauberen Ton erhält, der sich gut vom Störungsgeräusch abhebt. Diese Tatsache wurde in Madrid an den Nauener Kurzwellen-Sendern *a g a* (15 m) und *a g b* (26 m) im Gegensatz zu *a g k* (11 und 12 m) und dem Adlershofer Bodensender (19 m und 28 m) beobachtet.

Für die Frage der sogenannten toten Zone ist es von Interesse, daß der Nauener Sender *a g k* auf den Wellen 11 und 12 m in Madrid mit großer Zeichenstärke ($R = 8$ d. h. Lautsprecherempfang) empfangen werden konnte und zwar zu verschiedenen Zeiten vormittags und nachmittags. Nach den Regeln der toten Zone hätte unter etwa 15 m Wellenlänge auf 2000 km Entfernung kein Empfang vorhanden sein dürfen. Die 15 m Welle (14,96 m) von *a g a* konnte ebenfalls vormittags und nachmittags empfangen werden.

VII. Zusammenfassung.

Zur Untersuchung der Empfangsverhältnisse der kurzen Wellen im Entfernungsbereich bis zu etwa 2000 km wurde eine Unternehmung nach Madrid durchgeführt. Die Aufgabe bestand in der Schaffung von Beobachtungsmaterial über die günstigsten Wellenlängen, notwendigen Sendeleistungen und geeignetsten Betriebsarten. Zu diesem Zweck wurde im allgemeinen von Adlershof aus mit verschiedenen Sendern am Boden und in der fliegenden Maschine geschickt und der Empfang in Madrid bzw. auf der Reise beobachtet.

Die Ergebnisse sind in Form von Tafeln zusammengestellt, aus denen die beobachtete Zeichenstärke unter den verschiedenen Bedingungen zu ersehen ist.

Es bestätigt sich, daß die Wahl der Wellenlänge für das Zustandekommen einer guten drahtlosen Verbindung von ausschlaggebender Bedeutung ist. Während z. B. die 46-m-Welle mit 2 Watt Leistung am Tage einen leidlichen Verkehr bis zu etwa 1400 km Entfernung zuließ, reichte selbst

eine Steigerung der Sendeleistung auf den 150fachen Betrag nicht aus, um auf 2000 km eine Verbindung herzustellen. Anderseits zeigte sich, daß die 30-m-Welle einen Nachrichtenverkehr ermöglichte sowohl mit 300 Watt wie mit 0,5 Watt, wobei sich die relative Zeichenstärke etwa wie 8 zu 5 verhielt, trotz des großen Leistungsunterschiedes von 600 zu 1.

Als günstigste von den untersuchten Wellenlängen für 2000 km Entfernung erwies sich bei Tageslicht wie auch bei Dunkelheit das Wellenband um 27 m und 30 m herum. Mit diesen Wellen war es möglich, am Boden bei 300 Watt Antennenleistung stets einen sicheren Nachrichtenverkehr durchzuführen ($R = 8$ als durchschnittliche Zeichenstärke) und im Fluge bei 30 und 0,5 Watt Leistung eine leidliche, teilweise sogar sehr gute Verbindung zu erzielen.

Nur wenig ungünstiger zeigte sich das Wellenband um 16 und 19 m herum, denn mit der 19-m-Welle war der Nachrichtenverkehr vom Boden aus mit 300 Watt Sendeleistung ebenfalls sicher durchzuführen ($R = 7$ als Durchschnitt).

Ungeeignet für Tagesverkehr auf 2000 km erwies sich das Wellenband um 46 m, während es bei Dunkelheit selbst mit sehr kleiner Leistung (2 Watt) eine leidliche Verbindung zuließ. Für geringere Entfernungen dagegen, bis zu etwa 1000 km zeigte sich dieses Wellenband als ganz besonders günstig.

Bezüglich der Sendeleistung läßt sich sagen, daß bei unseren Versuchen für die günstigste Wellenlänge von etwa 30 m eine Antennenleistung von 300 Watt sich stets als ausreichend ergab.[8]) Trotzdem wird man natürlich bei Projektierung von Bodenstationen für den Verkehr mit Flugzeugen die Sendeleistung der festen Station schon mit Rücksicht auf den Motorlärm am Empfangsort höher ansetzen, während man diejenige der Flugzeuge und Luftschiffe für die Ueberbrückung dieser Entfernungen wohl niedriger halten kann. Bei der 46-m-Welle dagegen kommt man bei Tage und besonders bei Nacht in dem sicheren Empfangsbereich dieser Welle, d. h. innerhalb 1000 km, mit sehr kleinen Leistungen aus.

In bezug auf einen sauberen Empfang bewährte sich der durch Kristallsteuerung auf konstanter Frequenz gehaltene, ungedämpfte Sender sowie der ungedämpft - modulierte Sender mit weniger als 100% Aussteuerung.

Zum Schlusse sei noch darauf hingewiesen, daß zur genügenden Klärung der behandelten Fragen eine Erweiterung des Beobachtungsmaterials nötig ist. Es ist dabei vor allem an die Vermehrung der Versuche von der fliegenden Maschine aus gedacht, deren Zahl bei der Madrider Unternehmung durch die Ungunst der Witterung stark herabgedrückt wurde.

(Eingegangen am 13. Februar 1928.)

[8]) Dies gilt zunächst nur für Monat November.

Röhrengenerator großer Leistung für sehr kurze elektrische Wellen.

Von **Hans Wechsung**, Jena*).

Einleitung.

Nach den Versuchen von Hertz[1]), gedämpfte elektromagnetische Schwingungen sehr hoher Frequenz mittels Funken zu erzeugen, gelang es erst viel später Barkhausen und Kurz[2]) und anderen Forschern[3]), mit Elektronenröhren ungedämpfte sehr kurze Wellen herzustellen. Die hierbei erzielten Hochfrequenzenergien sind aber nur gering. In ähnlicher Weise erreichten die mit äußerer Rückkopplung ausgebildeten Röhrensender in Einrohrschaltung[4]) oder Zweirohrform in Gegentaktschaltung[5]) wegen der bisher benutzten kleinen Röhrentypen nur kleine Leistungen. Für die Untersuchung der Ausbreitungsvorgänge dieser kurzen Wellen und vom Standpunkt ihrer Verwendung für die Nachrichtentechnik[6]) ist es jedoch nötig, über größere Energien verfügen zu können. Es ist deshalb das Ziel der vorliegenden Arbeit, diese Energien herzustellen und die Arbeitsweise eines solchen Senders zu untersuchen.

*) Dissertation aus dem Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena.
[1]) H. Hertz, Gesammelte Werke Bd. II, S. 11, 184.
[2]) Barkhausen und Kurz, Phys. Zeitschr. 21, 1, 1920.
[3]) J. Sahanek, Phys. Zeitschr. 26, 10. 1925.
Gill und Morrel, Phil. Mag. 49, 369, 1925.
[4]) Franklin, L'onde électrique 1, 8, 475.
Lübben, Kurze Wellen, 1925.
[5]) Holborn, Zeitschr. f. Physik 6, 328, 1911,
[6]) A. Esau, E. T. Z. 46, 50, 1925.

Versuchsanordnung.

Sender. Ueber den zur Anwendung kommenden Sender ist bereits berichtet worden[7]). Die Schaltung zeigt Fig. 1. A ist ein Elektronenrohr von Telefunken

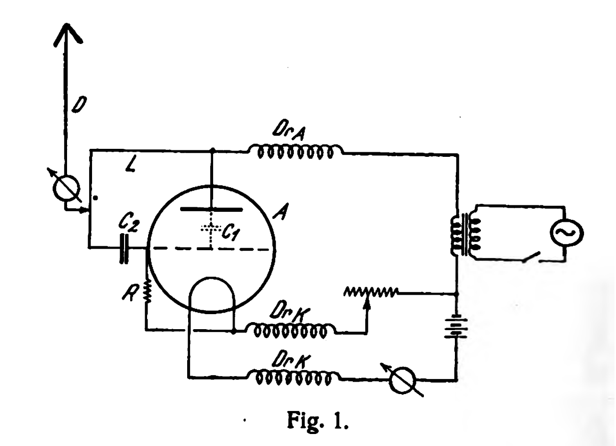


Fig. 1.

Type RS 19, dessen dünne Gitter- und Anodendurchführungen durch 2 mm starke Molybdändrähte ersetzt worden sind. Zwischen Anode und Gitter außerhalb des Rohres befindet sich ein möglichst kurzer, 4 mm starker Drahtbügel L, der mit den Kapazitäten C_1 und C_2 den eigentlichen Schwingunskreis darstellt. C_1 ist dabei die

[7]) A. Esau, E. T. Z., 47, 11, 1925.

wirksame Röhrenkapazität Gitter-Anode und C_2 ein Plattenkondensator mit Glasdielektrikum von etwa 30 cm Größe. Zur Ableitung des Gitterstromes dient der Widerstand R, dessen Größe 1000 Ohm ist. Er besteht aus Glühlampen. Die Drosselspulen Dr_A und Dr_K sind als Zylinderspulen ausgebildet. Bei einer Länge von je 15 cm haben sie je 30 Windungen mit einem Windungsdurchmesser von 3 cm. Die Heizung erfolgt mit Akkumulatoren oder Wechselstrom und beträgt 3,8 Ampère, was ein dem Heizfaden entsprechender normaler Wert ist. Für die Anodenspannung wird Wechsel- oder Gleichspannung benutzt. Bei 50 Perioden/sec. wird diese dem Stadtnetz, bei 500 Perioden/sec. einem 5-Kilowatt-Generator normaler Type mittels Transformator entnommen. Die Gleichspannung liefert eine Hochspannungsmaschine von 4000 Volt und 2 Kilowatt Leistung. In allen Fällen beträgt die Anodenspannung 3000 Volt, was der normalen Spannung des Rohres entspricht. Gemessen wird diese mit einem elektrostatischen Voltmeter von Hartmann und Braun. Bei diesen

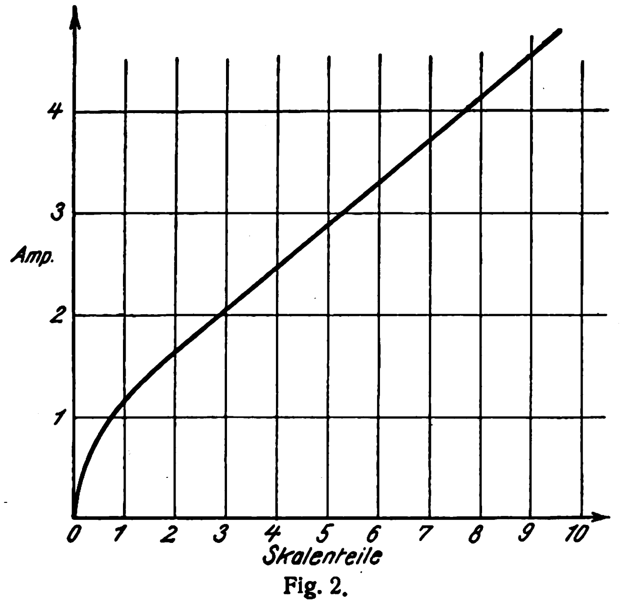


Fig. 2.

Betriebsbedingungen führt der oben skizzierte Sender Schwingungen aus und erzeugt in einer galvanisch gekoppelten Antenne D von ¼ λ Länge eine Stromstärke von etwa 2,0 Ampère, was bei einem Strahlungswiderstand der Antenne von 36,6 Ohm[8]) eine ausgestrahlte Leistung von 150 Watt bedeutet. Die Wellenlänge beträgt hierbei 3 m.

Messung der Wellenlänge. Diese erfolgt in bekannter Weise durch Aufnahme der Resonanzkurven[9]) mit einem Lechersystem, auf dem bei einer Gesamtlänge von 12 m, einem Drahtabstand von 3 cm und einem Drahtdurchmesser von 1 mm bei induktiver Ankopplung an den Sender unterhalb der kritischen Kopplung ein empfindliches Hitzdrahtampèremeter oder Glühlämpchen verschoben wird. Die hierbei vorhandene Meßgenauigkeit beträgt bei $\lambda = 3$ m 0,5%, bei $\lambda = 6$ m 0,25%.

Messung des Hochfrequenzstromes. Die Messung erfolgt mit einem von Scheibe[10]) angegebenen Hitzdraht-Luftampèremeter. Ein solches Instrument wurde mit einem durchgehenden, gerade ausgespannten Manganindraht von 0,3 mm Dicke versehen und mit Gleichstrom geeicht. Da die Widerstandserhöhung des Meßdrahtes bei einer Frequenz von $10^{8\,\text{sec}}$ gegenüber Gleichstrom nach den Zenneckschen Formeln etwa 100% ist, so stellen die um $\frac{1}{\sqrt{2}}$ verkleinerten Gleichstromwerte die wirksamen Wechselströme bei dieser Frequenz dar. Fig. 2 ist eine so erhaltene Eichkurve. Fig. 3 zeigt eine durch Reihenschaltung mit obigem Instrument erhaltene Neueichung eines Hitzdraht-Zeigerinstrumentes von Hartmann und Braun mit einem Meßbereich bis 4 Ampère für eine

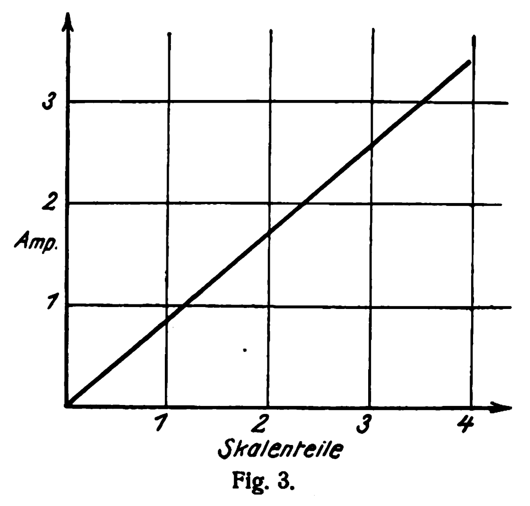


Fig. 3.

Frequenz von 10^8 sec. Die Angaben des Zeigerinstrumentes sind 17% zu groß.

Kapazitäten. Die Größe der verwendeten Kapazitäten wurde nach dem Verfahren von Pungs und Preuner[11]) festgestellt. Ueber die hierfür benutzte etwas abgeänderte Anordnung wird in einer demnächst erscheinenden Dissertation berichtet werden. Die Kapa-

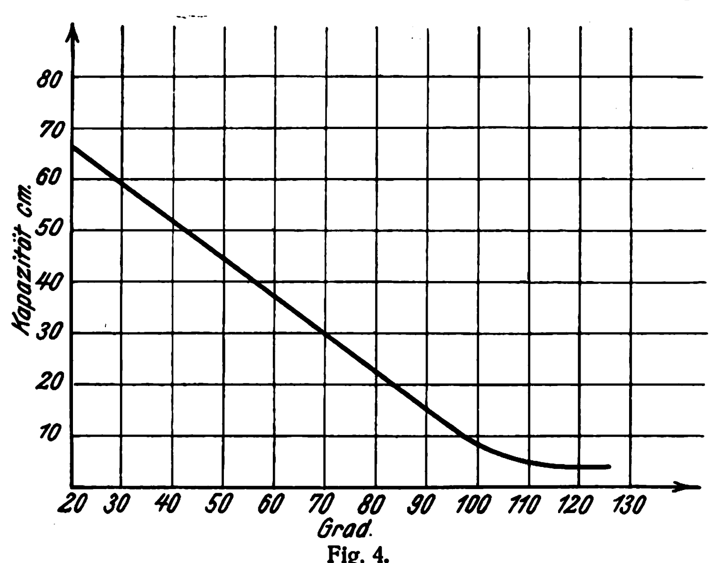


Fig. 4.

zität selbst besteht bei dem 150-Watt-Sender aus 2 Platten mit Glasdielektrikum, wobei die zwischen Glas und Metallplatten vorhandene Luft verdrängt werden muß. Dies wird erreicht durch Aufkitten der Platten auf das Glas mit Paraffin oder Picein. Da zur Verdrängung der Luft sich auch Oel gut eignet, konnte ein veränderlicher Kondensator gebaut werden, dessen Eichkurve Fig. 4 darstellt. Für den Sender größerer Leistung, der später beschrieben wird, wurde diese Kapazität als Zylinderkondensator mit Glasdielektrikum im Oelbad ausgebildet. Hierzu eignet sich gut

8) Levin und Joung, Proc. of the Inst. of Radio Eng. 14, 5, 1926. van der Pol jun., Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telef. 13, 217, 1918.
9) Holborn, a. a. O.
10) Scheibe, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Telef. 25, 12, 1925.
11) Pungs und Preuner, Phys. Zeitschr. 20, 543, 1919.

ausgekochtes Paraffin oder Transformatorenöl, das während des Betriebes durch eine Wasserkühlschlange gekühlt wird.

Vorversuche.

Um einen Ueberblick über die Arbeitsweise des Senders zu erhalten, wurden folgende Versuche ausgeführt. Fig. 5 zeigt die Abhängigkeit der Energie von der Heizung. Fig. 6

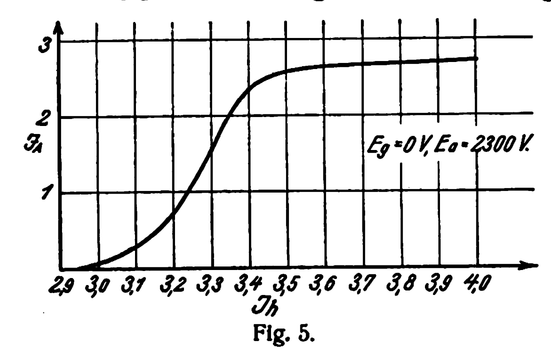


Fig. 5.

die von der Gitterspannung, Fig. 7 die von der Anodenspannung. Als Maß für die Energie dient der Strom in der Antenne. Es sei erwähnt, daß diese Diagramme nur für genau festgelegte Betriebsbedingungen und Rückkopplung gelten. Veränderungen dieser Größen bedingen einen ande-

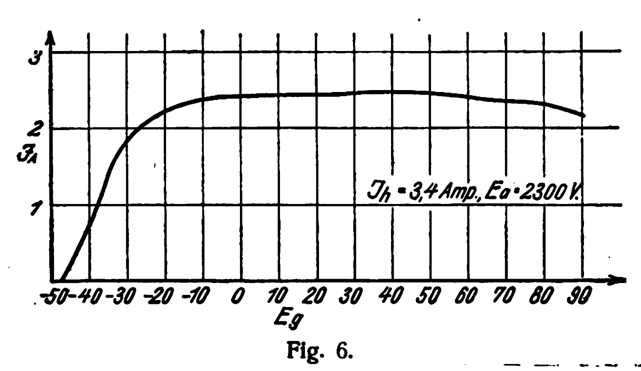


Fig. 6.

ren Kurvenlauf. Diese Erscheinungen entsprechen durchaus denen bei Langwellensendern und finden analoge Erklärungen, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll.

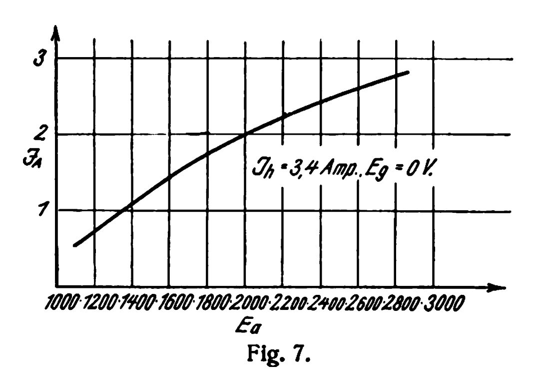


Fig. 7.

Aehnlich liegen die Verhältnisse bei der Abhängigkeit der Wellenlänge von den Betriebsbedingungen. Einwandfrei festgestellt werden konnte nur eine solche von der Heizung, und zwar wurde die Wellenlänge um etwa 0,4% größer bei einer Aenderung der Heizstromstärke um 33%. Eine Abhängigkeit der Wellenlänge von Gitter- und Anodenspannung konnte innerhalb der Meßgenauigkeit der Apparatur nicht festgestellt werden. Die letzten Versuche wurden wegen der größeren Empfindlichkeit der Meßanordnung bei 6 m ausgeführt.

Zur Feststellung der Abhängigkeit der Wellenlänge von den Schwingungskreisdaten mußten diese bestimmt werden. Die Selbstinduktion L wurde als die eines Rechteckes berechnet nach der Formel:

$$L = 4\left[a\,ln\frac{4\,a\,b}{d\,(a+p)} + b\,ln\frac{4\,a\,b}{d\,(b+p)} - 2\,(a+b-p)\right] + a + b \text{ cm}$$

$$\text{wobei } p = \sqrt{a^2+b^2} \text{ ist,}$$

und ergab sich zu 690 cm.

Die Kapazität C_2 des Plattenkondensators ist aus der Eichkurve (Fig. 4) bekannt.

Für die in der Röhre wirksame Kapazität C_1 kann nicht ohne weiteres die statische Gitteranodenkapazität gesetzt werden, da die Kapazität Gitter-Kathode, Kathode-Anode zu ihr parallel liegt. Da diese wirksamen Kapazitäten sich mit den Betriebsbedingungen ändern,[12]) so ist auch C_1 in ähnlicher Weise davon abhängig und nicht exakt festzulegen. Legt man C_1 einen Wert von 6 cm bei und berechnet damit nach der Thomsonschen Gleichung $\lambda = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$ cm, wobei C als Reihenkapazität von C_1 C_2 einzusetzen ist, die Wellenlänge und vergleicht sie mit der gemessenen, so ergibt sich eine Uebereinstimmung, wie sie Fig. 8 zeigt.

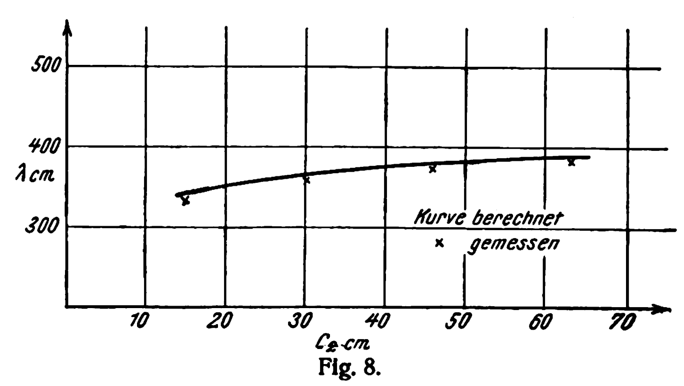


Fig. 8.

Theorie des Kurzwellensenders.

Zur Erklärung der Wirkungsweise des oben beschriebenen Senders ist es zweckmäßig, die Drosselspulen fortzulassen und die Bedingungen zur Selbsterregung nach der Methode von Barkhausen[13]) aufzustellen. Nach dieser muß bekanntlich bei einem Röhrensender, der Schwingungen ausführen soll, die folgende Rückkopplungsformel

$$\mathfrak{R} = -\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = D + \frac{1}{S \cdot \mathfrak{R}_a} \qquad (1)$$

nach Amplitude und Phase erfüllt sein.

Es bedeutet:

$\mathfrak{R}$ = Rückkopplungsfaktor,
$\mathfrak{E}_g$ = Gitterwechselspannung,
$\mathfrak{E}_a$ = Anodenwechselspannung,
$D = \left(\frac{\partial E_g}{\partial E_a}\right)_{J_a}$ = Durchgriff,
$S = \left(\frac{\partial J_a}{\partial E_g}\right)_{E_a}$ = Steilheit,
$\mathfrak{R}_a$ = Aeußerer Widerstand,
J_a = Anodenstrom,
$\mathfrak{J}_a$ = Anodenwechselstrom.

[12]) Schrader, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Telef. 24, 27, 1924.
[13]) H. Barkhausen Elektronen-Röhren Bd. II.

Aus den experimentell gefundenen Kurven (Fig. 9) ergibt sich für das verwendete Rohr

$$D = 1{,}3\,\%, \quad S \approx 2{,}5 \cdot 10^{-3}\,\frac{\text{Amp.}}{\text{Volt.}}$$

Der von Barkhausen für das optimale Arbeiten des Senders aufgestellte Grenzwiderstand $\mathfrak{R}_{gr}$ kann für die späteren rein größenordnungsmäßigen Ueberlegungen mit etwa 20000 Ohm angesetzt werden, was bei einer Anodenspannung von 3000 Volt nach der Gleichung

$$\mathfrak{R}_{gr} = \frac{2\,E_a}{J_S} \tag{2}$$

einem Sättigungsstrom von 300 Milliampère entspricht.

Mit Berücksichtigung der aufgeführten Werte und für den Fall, daß $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ ist, und die Phasenwinkel von $\mathfrak{K}$ und $\mathfrak{R}_a$ beide gleich Null sind, was praktisch nahezu ver-

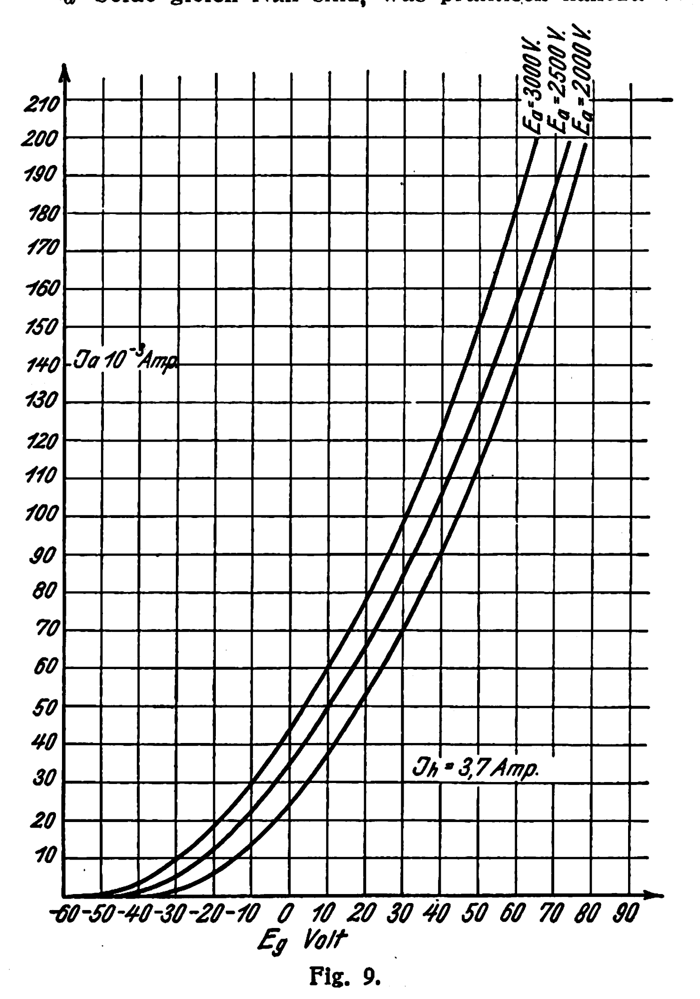


Fig. 9.

wirklicht ist, wie später gezeigt wird, muß also der Rückkopplungsfaktor mindestens sein

$$\mathfrak{K} = D + \frac{1}{S\,\mathfrak{R}_a} = 0{,}013 + \frac{10^3}{2{,}5 \cdot 2 \cdot 10^4} = 0{,}033, \tag{3}$$

damit überhaupt Schwingungen entstehen können.

Berechnung des Rückkopplungsfaktors $\mathfrak{K}$ und des äußeren Widerstandes $\mathfrak{R}_a$. Die verwendete Schaltung nimmt beim Fortlassen der Drosselspulen die Form der Fig. 10 an. Wenn man hierbei den Hochfrequenzspannungsabfall längs der Anodenstromzuführungsleitung, der sicherlich klein ist gegen den im Schwingungskreise, vernachlässigt, so ist ohne weiteres einzusehen, daß $\mathfrak{K}$ im wesentlichen von den Kombinationen L_1, L_2, L_3, C_1, C_2 abhängen muß.

Es ergibt sich:

$$\mathfrak{E}_a = -\,\mathfrak{R}_{ab\,||\,acb} \cdot \mathfrak{J}_a \quad \mathfrak{E}_g = -\,\mathfrak{R}_{cb} \cdot \mathfrak{J}_2 \tag{4}$$

wobei

$$\mathfrak{R}_{ab\,||\,acb} = \frac{j\,\omega\,L_1\left(j\,\omega(L_2+L_3) - j\,\frac{1}{\omega C_1} - j\,\frac{1}{\omega C_2}\right)}{R + \left\{j\,\omega(L_1+L_2+L_3) - j\,\frac{1}{\omega}\left(\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}\right)\right\}} \tag{5}$$

ist, und der Ausdruck in der geschweiften Klammer im Resonanzfall gleich Null wird, was bei dieser angenäherten Theorie angenommen werden soll. (Fig. 8.)

R ist in Gleichung (5) der gesamte wirksame Verlustwiderstand, der sich aus ohmschen, dielektrischen, Strah-

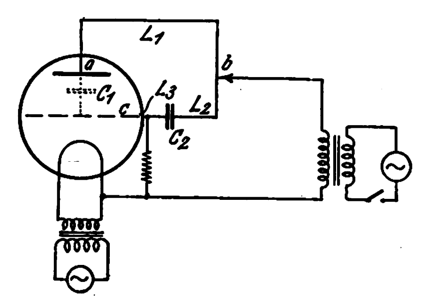


Fig. 10.

lungs- und Wirbelstromverlusten zusammensetzt. Ueber die Größe desselben ist vorläufig nichts auszusagen, außer daß er einige Ohm wohl nicht übersteigen wird. Deshalb ist er bei der Rechnung als Summand neben den Wechselstromwiderständen vernachlässigt und kommt nur neben dem Nullglied im Nenner der Gleichung (5) zur Geltung.

Ferner ist

$$\mathfrak{R}_{cb} = j\,\omega(L_2+L_3) - j\,\frac{1}{\omega C_2}, \tag{6}$$

$\mathfrak{J}_2$ = Wechselstrom im Zweige $c\,b$.

Da nun bei parallelen Widerständen sich verhält (Fig. 11, 12)

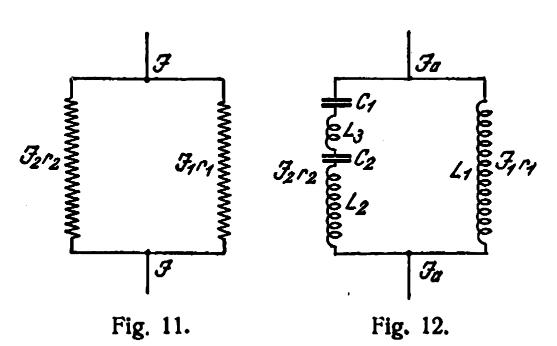


Fig. 11. Fig. 12.

$$\mathfrak{J}_1 : \mathfrak{J}_2 = r_2 : r_1 \qquad \frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_1+\mathfrak{J}_2} = \frac{r_1}{r_1+r_2}$$

so ist

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{(\mathfrak{J}_1+\mathfrak{J}_2)\cdot r_1}{r_1+r_2} = \frac{\mathfrak{J}\cdot r_1}{r_1+r_2}$$

Angewendet auf unseren Sender ergibt sich (Fig. 12)

$$\mathfrak{J}_2 = \frac{\mathfrak{J}_a \cdot j\,\omega\,L_1}{R + \underbrace{(r_1+r_2)}_{0}} = \frac{j\,\omega\,L_1 \cdot \mathfrak{J}_a}{R} \tag{7}$$

Aus Gleichung (4), (5), (6) und (7) ergibt sich für

$$\mathfrak{K} = -\frac{\mathfrak{E}_g}{\mathfrak{E}_a} = -\frac{j\,\omega L_1\left(j\,\omega(L_1+L_3) - j\frac{1}{\omega C_2}\right)\cdot R\cdot\mathfrak{J}_a}{j\,\omega L_1\left(j\,\omega(L_2+L_3) - j\frac{1}{\omega C_1} - j\frac{1}{\omega C_2}\right)R\cdot\mathfrak{J}_a}$$

$$= -\frac{\omega(L_2+L_3) - \frac{1}{\omega C_2}}{\omega(L_2+L_3) - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{1}{\omega C_2}}$$

$$\mathfrak{K} = \frac{\frac{1}{\omega C_2} - \omega(L_2+L_3)}{\omega(L_2+L_3) - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{1}{\omega C_2}} = \frac{1}{\omega^2 L_1 C_1} - 1 \tag{8}$$

Die Gleichung (5) stellt auch den äußeren Widerstand dar.

$$\mathfrak{R}_{ab\,\|\,acb} = \mathfrak{R}_a = \frac{j\,\omega L_1\left(j\,\omega(L_2+L_3) - j\frac{1}{\omega C_1} - j\frac{1}{\omega C_2}\right)}{R}$$

$$= \frac{\frac{L_1}{C_1} + \frac{L_1}{C_2} - \omega^2 L_1\cdot(L_2+L_3)}{R} = \frac{\omega^2 L_1^2}{R} \tag{9}$$

Wie zu erwarten war, haben $\mathfrak{K}$ und $\mathfrak{R}_a$ den Phasenwinkel 0°, da bei beiden Gleichungen die imaginären Glieder verschwinden.

Aus Gleichung (8) läßt sich noch zeigen, wann überhaupt Schwingungen auftreten können. In diesem Fall muß nämlich $\mathfrak{K}$ positiv werden, was sich allgemein in folgender Ungleichung ausdrückt.

$$\frac{1}{\omega C_2} > \omega(L_2+L_3) > \frac{1}{\omega C_1} + \frac{1}{\omega C_2}$$

daraus folgt

$$\frac{1}{\omega C_2} > \frac{1}{\omega C_2} + \frac{1}{\omega C_1}$$

$$\frac{1}{C_2} > \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_1}$$

Da nun $\frac{1}{C_1}$ einen positiven Wert hat, sind unter diesen Bedingungen keine Schwingungen möglich. Weiter gibt die Gleichung (8) die Bedingung

$$\frac{1}{\omega C_1} + \frac{1}{\omega C_2} > \omega(L_2+L_3) > \frac{1}{\omega C_2} \tag{10}$$

$$\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} > \omega^2(L_2+L_3) > \frac{1}{C_2}$$

$$\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} > \frac{L_2+L_3}{\frac{C_1\cdot C_2}{C_1+C_2}(L_1+L_2+L_3)} > \frac{1}{C_2}$$

$$1 > \frac{L_2+L_3}{L_1+L_2+L_3} > \frac{C_1}{C_1+C_2} \tag{11}$$

Daraus folgt, daß C_2 nicht 0 werden darf, weil sonst

$$1 > \frac{L_2+L_3}{L_1+L_2+L_3} > 1 \text{ ist.}$$

Im besonderen folgt aus Gleichung (8) und Gleichung (3)

$$\omega^2(L_2+L_3) - \frac{1}{C_2} \geqq \mathfrak{K}'\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \omega^2(L_2+L_3)\right)$$

wobei $\mathfrak{K}' = 0{,}033$ ist.

$$\frac{L_2+L_3}{L_1+L_2+L_3}(1+\mathfrak{K}') \geqq \frac{C_1}{C_1+C_2} + \mathfrak{K}'$$

$$\frac{L_2+L_3}{L_1+L_2+L_3} \geqq \frac{\frac{C_1}{C_1+C_2} + \mathfrak{K}'}{1+\mathfrak{K}'} \tag{12}$$

Hieraus ergibt sich für C_2 = unendlich groß, daß

$$\frac{L_2+L_3}{L_1+L_2+L_3} \geqq \frac{\mathfrak{K}'}{1+\mathfrak{K}'}$$

sein muß, d. h. bei C_2 = unendlich groß ergibt sich der kleinstmögliche Wert des Quotienten $\frac{L_2+L_3}{L_1+L_2+L_3}$, wo überhaupt Schwingungen auftreten können.

Für $C_2 = C_1$ ergibt sich aus Gleichung (12)

$$\frac{L_2+L_3}{L_1+L_2+L_3} \geqq \frac{\frac{1}{2}+\mathfrak{K}'}{1+\mathfrak{K}'} \tag{13}$$

Diese Bedingung ist immer bei Gegentaktsendern erfüllt. Bemerkenswert für diese beiden Fälle (C_2 = unendlich groß, $C_2 = C_1$) ist, daß die Kapazitäten aus der Formel (8) verschwinden, $\mathfrak{K}$ also nur von den Selbstinduktionen abhängt. Aus Gleichung (12) folgt weiter, daß in bezug auf $\mathfrak{K}$ einer Verkürzung der Wellenlänge keine Grenze gesetzt ist, da $\mathfrak{K}$ nur abhängig ist von dem Quotienten $\frac{L_2+L_3}{L_1+L_2+L_3}$, dem immer der erforderliche Wert gegeben werden kann, wenn man von praktisch auftretenden Schwierigkeiten (Glaswände) absieht.

Anders liegen die Verhältnisse bei $\mathfrak{R}_a$ (Gleichung [9]). Dieser ist in Fig. 13 in Abhängigkeit von L_1 und λ für einen praktisch möglichen Fall $L_1 = L_2 = L_3$ und $C_1 = C_2 = 6$ cm (wirksame Röhrenkapazität) dargestellt. $\mathfrak{K}$ hat hierbei die erforderliche Größe (Gleichung [13]).

Gleichung (9) wird dann

$$\mathfrak{R}_a\cdot R = \frac{2\,L_1}{3\,C_1} \tag{14}$$

Da $\mathfrak{R}_a = \mathfrak{R}_{gr}$ sein soll (Gleichung [2], so zeigt Fig. 13 und Gleichung (14), deren Verlauf auch bei anderen praktischen Werten von L_1, L_2, L_3 und C_2 immer steigend sein wird, daß dieser günstigste $\mathfrak{R}_a$-Wert nur bei einer bestimmten Wellenlänge vorhanden ist. Bei längeren Wellen wird $\mathfrak{R}_a$ zu groß, bei kürzeren zu klein. Diese Erscheinung ist analog der bei Langwellensendern und kann durch das Verhältnis von wirksamen L zu wirksamen C geändert werden. Bei langen Wellen muß der wirksame Kapazitätswert vergrößert werden, was durch Parallelschalten eines Kondensators zur Röhrenkapazität geschieht. C_2 muß dementsprechend groß sein. Bei kürzeren Wellen muß der wirksame Kapazitätswert verkleinert werden, was durch Anpassung der Kapazität C_2 an C_1 bis zu weiten Grenzen geschehen kann. Darüber hinaus kann noch eine künstliche Erhöhung von $\mathfrak{R}_a$ durch eine Drosselspule oder Schwingungskreis erzielt werden, wie später gezeigt werden soll.

Da der Grenzwiderstand des vorliegenden Senders etwa 20000 Ohm ist und R etwa 3 Ohm beträgt (siehe später),

so ergibt sich z. B. für den in Fig. 13 dargestellten Fall eine optimale Wellenlänge von etwa 380 cm.

Wird nun die Kapazität C_2 durch die wirksame Gitter-anodenkapazität eines der ersten Röhre gleichen Elektronenrohres ersetzt, so erfahren die Rechnungen keine Aenderung. — Der bei einem Gegentaktsender üblichen symmetrischen Anordnung ist im letzten Beispiele Rechnung getragen, und deshalb finden die dort gefundenen Resultate auch hier Anwendung.

Einfluß der Drosselspulen auf den Rückkopplungsfaktor und den äußeren Widerstand. Werden nun die Drosselspulen, die für die obigen Ueberlegungen aus der Schaltung ausgeschieden wurden,

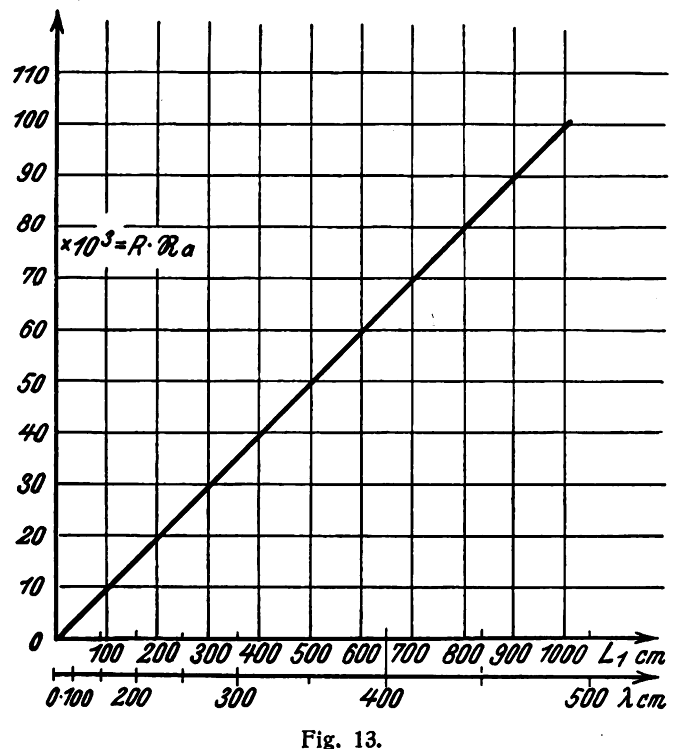


Fig. 13.

wieder eingeführt, so ist eine annähernd genaue Berechnung von $\mathfrak{K}$ und $\mathfrak{R}_a$ nicht mehr möglich, da die Drosselspulen in Verbindung mit dem Schwingungskreis ein schwingungsfähiges System bilden. Daher werden die sich aus den geometrischen Daten ergebenden $j\,\omega L_{Dr}$ -Werte den wirksamen Widerständen durchaus nicht entsprechen. Der Einfluß der Anodenstromdrossel auf $\mathfrak{K}$ kann deshalb theoretisch ohne weiteres nicht erfaßt werden. Dieselben Schwierigkeiten treten bei der Deutung des Einflusses der Anodendrossel auf den äußeren Widerstand ein. Jedoch soll hier nur der Fall betrachtet werden, wo tatsächlich Schwingungen auf den Drosseln vorhanden sind, die mit dem Leuchtrohr festgestellt werden können. Dann muß zweifellos $\mathfrak{R}_a$ bei konstanten Anodenstromleitungen sehr stark von der Anzahl der eingeschalteten Drosselwindungen abhängen, d. h. eine Vermehrung derselben muß eine Erhöhung von $\mathfrak{R}_a'$ bedeuten.

Ob beim Einschalten der Drosselspulen ein induktiver Betrag in $\mathfrak{R}_a$ hineingetragen wird, wie man vielleicht erwarten könnte, läßt sich nicht entscheiden, da eine Aenderung der Wellenlänge mit und ohne Drossel, die wohl damit verbunden sein müßte, innerhalb der Fehlergrenzen der Meßapparatur nicht festgestellt werden konnte.

Es ist verständlich, daß man die künstliche Erhöhung von $\mathfrak{R}_a$ auch mit einem Schwingungskreis im Anodenstromkreis erzeugen kann, wenn der Schwingungskreis in seiner Eigenwelle mit der Sendewelle übereinstimmt bzw. in der Nähe liegt. Da man die Eigenwelle im Zusatzschwingungskreis mit einem Drehkondensator sehr fein variieren kann, läßt sich auch damit eine gute Einregulierung auf den günstigsten Wert erzielen. Allerdings dürfte diese Anordnung bei einem Sender komplizierter sein als eine Drosselspule. Bei einem Empfänger, der sich in derselben Schaltung entwickeln läßt, ist sie zur Regulierung der Einsetzfähigkeit der Schwingungen unbedingt erforderlich und hat sich als brauchbar erwiesen.

Eine andere Funktion erfüllen die Drosselspulen im Heizkreis. Es ist eine bekannte Erscheinung, daß man einen Röhrensender bei zu großer Energieentnahme, die z. B. in zu enger Kopplung mit einem Resonanzkreis besteht, zum Aussetzen bringen kann.

Diese Erscheinung liegt hier vor. Durch die für diese hohen Frequenzen beträchtliche Kapazität Gitter-Kathode werden die Heizstromzuführungen zu Schwingungen angeregt. Im Resonanzfall wird wegen der ziemlich engen Kopplung mit dem Sender diesem viel Energie entzogen und somit die Schwingfähigkeit herabgesetzt. Bei Einschalten von Drosselspulen kann durch Veränderung der Windungszahl der Resonanzfall vermieden und die für das beste Arbeiten des Senders günstigste Länge der Heizleitung gefunden werden.

Weniger Bedeutung ist der eigentlichen Drosselwirkung der Hochfrequenzdrosseln bei diesem Sender zuzusprechen, was bei den Drosseln im Heizkreis durch Vergleich mit linearen Leitern bewiesen werden kann (siehe Fig. 15).

Experimentelle Bestätigung der Theorie.

Die im vorigen Teil zur Anwendung gekommenen Ansätze und Ueberlegungen sollen nun experimentell geprüft werden.

Abhängigkeit der Sendeenergie vom errechneten Rückkopplungsfaktor. Nach Gleichung (3) muß bei dem verwendeten Rohr und bei den oben angegebenen günstigsten Bedingungen der Rückkopplungsfaktor $\mathfrak{K}$ mindestens den Wert von 0,033 besitzen, damit überhaupt Schwingungen auftreten können. Praktisch wird dieser Fall nicht oft vorliegen, so daß man mit größerem $\mathfrak{K}$ arbeiten muß. Es ist nun leicht, durch Veränderung des Verhältnisses $\frac{L_1}{L_2 + L_3}$, d. h. durch Verschieben des Anodenspannungsanschlußpunktes an den Kreis oder durch Veränderung der Kapazität C_2 den Rückkopplungsfaktor zu verändern und so den für die beste Energie günstigen Wert zu finden. Die relative Energiemessung erfolgt durch Strommessung in einem sehr lose gekoppelten abgestimmten Dipol. Nach Gleichung (8) ergeben sich die in der folgenden Tabelle enthaltenen Werte. Die Einzelwerte von L, d. h. L_1, L_2, L_3, wurden entsprechend ihren geometrischen Proportionen aus der Gesamtselbstinduktion errechnet.

Es ist $C_1 = 6$ cm, $C_2 = 8$ cm, $L = 1120$ cm.
$\lambda = 2\pi\sqrt{L \cdot C}$ berechnet $= 393$ cm λ gemessen $= 390$ cm.
Dann ergab sich:

I

L_1 cm / L_2 cm	900/20	740/180	670/250	615/305	560/360	505/415	450/470	395/525	340/580	285/635
$\mathfrak{K}$ ber.	−0,27	−0,13	−0,03	+0,06	+0,16	+0,29	+0,45	+0,65	+0,92	+1,3
$\mathfrak{J}$ Ant.	0	0	0	0	1,7	2,5	1,7	0	0	0
$R \cdot \mathfrak{R}_a$ ber.	186000	126000	103000	87000	72000	59000	46500	36000	27000	19000

Es war $C_1 = 6$ cm, $C_2 = 46$ cm, $L_1 = 1120$ cm, $\lambda = 485$ cm Dann ergab sich:

II

L_1 cm / L_2 cm	900/20	740/180	670/250	615/305	560/360	505/415	450/470	395/525	340/580	285/635
$\mathfrak{K}$ ber.	+0,11	+0,35	+0,5	+0,63	+0,79	+0,98	+1,22	+1,53	+1,94	+2,5
$\mathfrak{J}$ Ant.	1,1	2,0	2,4	2,3	1,4	0	0	0	0	0
$R \cdot \mathfrak{R}_a$ ber.	121000	82000	67000	57000	47000	38000	30000	23000	17000	12000

Beim Zuschalten einer Anodenstromdrossel von 30 cm Länge, 3 cm Windungsdurchmesser und 45 Windungen ergeben sich die Energieabhängigkeiten von der Anzahl der Drosselwindungen in folgender Weise:

III

Windungszahl n	1	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21	23	25
$\frac{L_1}{L_2} = \frac{505}{415}$ $\mathfrak{J}$ Ant.	0	0	1,2	2,1	2,3	2,4	2,4	2,4					
$\frac{L_1}{L_2} = \frac{395}{525}$ "	0	0	0	0	1	1,8	2,2	2,3	2,4	2,4	2,4		
$\frac{L_1}{L_2} = \frac{285}{635}$ "	0	0	0	0	0	0,2	1,1	1,8	2,1	2,3	2,4	2,4	2,4

Bei negativen Werten von $\mathfrak{K}$ sind tatsächlich keine Schwingungen vorhanden (Tabelle I). Weiter zeigen die Tabellen I und II, daß nach einem günstigsten $\mathfrak{R}_a$-Wert die Energie wieder abnimmt und sogar 0 wird, trotzdem $\mathfrak{K}$ noch positive Werte hat. Dieser Umstand kann durch den überspannten Zustand erklärt werden. Gleichzeitig allerdings tritt, wie aus den Tabellen ersichtlich ist, ein Kleinerwerden des äußeren Widerstandes ein. Die Tabellen zeigen das Produkt $R \cdot \mathfrak{R}_a$, weil es nicht möglich ist, den Gesamtverlustwiderstand R zu berechnen. Würde man rückwärts durch Aussuchen der optimalen Energiewerte und durch Angleichung der dazugehörigen $\mathfrak{R}_a$-Werte an den Grenzwiderstand den Faktor R bestimmen, so erhält man einen Wert von etwa 3 Ohm. Unter diesen Bedingungen müssen durch Vergrößerung des äußeren Widerstandes bei den schwinglosen Zuständen die Schwingungen wieder einsetzen, da $\mathfrak{K}$, das zwar auch gleichzeitig eine Aenderung erfährt, immer noch den nötigen positiven Wert haben wird, wenn sich der zusätzliche äußere Widerstand in mäßigen Grenzen bewegt.

A b h ä n g i g k e i t d e r E n e r g i e v o n e i n g e s c h a l t e t e n D r o s s e l s p u l e n. Tatsächlich kann bei den in der Tabelle enthaltenen Nullstellen der Energie bei positivem $\mathfrak{K}$ durch Einschalten einer Anodenstromdrossel der Schwingzustand wieder hergestellt werden. Die angegebenen Werte (Tabelle III) entsprechen denen der Tabelle II mit den Verhältnissen $L_1/L_2 = 505/415$, 395/525, 285/635, wo ohne Drosseln keine Schwingungen vorhanden sind.

Da in der Tabelle II die errechneten $\mathfrak{R}_a$-Werte mit abnehmendem Verhältnis L_1/L_2 kleiner werden, sind dementsprechend bei kleinstem $\mathfrak{R}_a$ die meisten Drosselwindungen zur Erlangung des alten Energiezustandes nötig, was unseren vorausgegangenen Ueberlegungen durchaus entspricht.

Die Wirkung der Kathodendrosseln ist durch die Kurven (Fig. 15) dargestellt. Ganz deutlich sieht man dabei die analoge Wirkung von Drosselspule und linearer Leitung. Bei den Versuchen mit linearen Leitungen zeigt sich, daß Minima der Energie eintreten, wenn die Länge der als Antenne wirkenden Heizleitung ¼, ¾ usw. der Wellenlänge beträgt, was durchaus der Abstimmung einer solchen Antennenanordnung entspricht.

Bei der Aufnahme dieser Kurven wurde die in Fig. 14 skizzierte Schaltung benutzt. Die Dimensionen der Drosselspulen gleichen den schon früher erwähnten.

Aufbau von Kurzwellensendern.

Unter Anwendung der in den vorausgegangenen Betrachtungen gewonnenen Resultate wurden Kurzwellensender aufgebaut, deren Wellenlänge, Energie und Wirkungsgrad im folgenden beschrieben werden.

Die Möglichkeit der Antennenvariation und der damit verbundenen Aenderung des Strahlungsdiagrammes des

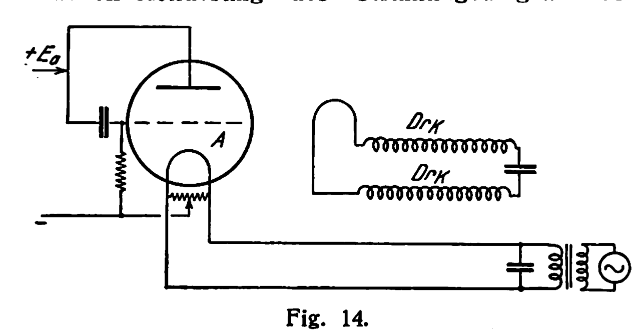


Fig. 14.

Senders wird, da es nicht in den Rahmen dieser Arbeit gehört, unerwähnt bleiben.

T e l e g r a p h i e s e n d e r. Diese wurden bis zu 700 Watt Hochfrequenzleistung hergestellt und sind sämtlich mit Anodenwechselspannung moduliert, weil ein Ueberlagerungsempfang des unmodulierten Senders bei diesen hohen Frequenzen nicht gelang. Das Schaltschema der Sender entspricht vollkommen dem der Fig. 10; aus rein praktischen Gründen jedoch werden manchmal auch Drosselspulen benutzt. Getastet wird der primäre Strom

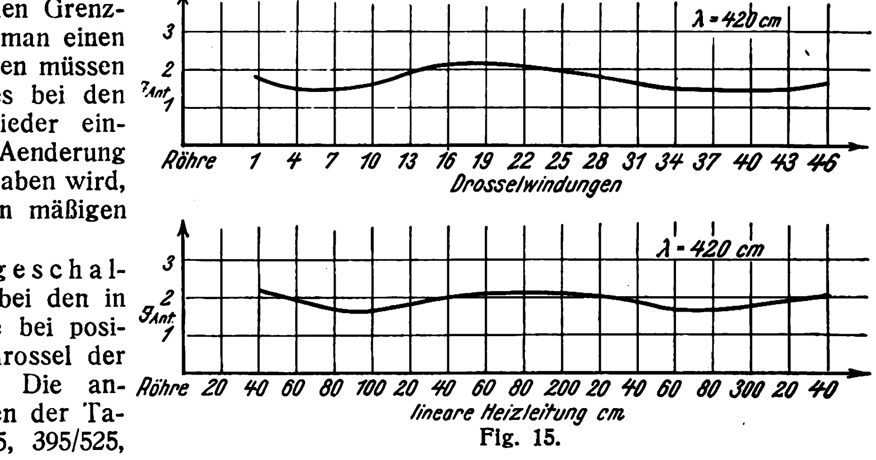


Fig. 15.

des Anodenspannungstransformators, der aus irgendeinem Wechselstrom bestehen kann. Wegen der besten Hörbarkeit beim Empfang eignet sich hierfür ein Wechselstrom von 500 oder 1000 Perioden/sec sehr gut.

Solche Sender werden hauptsächlich in zwei Energiestufen gebaut.

Für einen 150-Watt-Sender dient das schon früher erwähnte umgearbeitete T e l e f u n k e n rohr Type R. S. 19. Bei einer verbrauchten Gleichstromleistung von etwa 400 Watt liefert dieser Sender in eine galvanisch gekoppelte Antenne von ¼ λ Länge einen Strom von 2,0 Ampère; dies entspricht bei einem Strahlungswiderstand von 36,6 Ohm einer ausgestrahlten Leistung von 150 Watt. Der Wirkungsgrad des Senders errechnet sich hierbei als Verhältnis der ausgestrahlten zur verbrauchten Energie zu ungefähr 38%.

Aehnlich liegen die Verhältnisse bei einem 700-Watt-Sender. Das hierfür benutzte Rohr ist ebenfalls ein Telefunkenrohr Type R. S. 207, II. Dieser Sender liefert bei einer verbrauchten Gleichstromleistung von 2000 Watt 4,4 Ampère in die Antenne, was bei demselben Strahlungswiderstand (36,6 Ohm) eine Strahlungsleistung von 700 Watt bedeutet. Der Wirkungsgrad ist hierbei 35%.

Beide Sendergruppen werden bei 2,8 bis 6 m Wellenlänge betrieben.

Telephoniesender. Der Aufbau von Telephoniesendern konnte ebenfalls mit Erfolg durchgeführt werden. Allerdings mußte hierbei die richtig ausgesteuerte Hochfrequenzleistung bei dem kleineren Sender auf etwa 60, bei dem größeren Sender auf etwa 300 Watt reduziert werden.

Versucht wurden alle bekannten direkten Modulationsverfahren, denen sich aber beim großen Sender teilweise recht erhebliche Schwierigkeiten entgegensetzten. Während sich z. B. beim kleineren Rohr eine Gittergleichstrombeeinflussung mittels Steuerröhre einwandfrei erzielen ließ, konnte dasselbe beim großen Rohr nicht richtig erreicht werden. Aus diesen Gründen wurde für letzteres eine direkte Gitterspannungsbeeinflussung mittels Niederfrequenztransformators gewählt, mit der recht gute Resultate erzielt werden konnten. Fig. 16 zeigt die endgültig verwendete Schaltung. In Fig. 17 ist das experimentell gefundene Reißdiagramm ähnlich dem Rukopschen für diese Schaltung und für den großen Sender bei einer Welle von 4 m aufgetragen. Parameter ist K und $\mathfrak{R}_v$, der durch Veränderung des Anodenstromanschlußpunktes an den Schwingungskreis geändert wird.

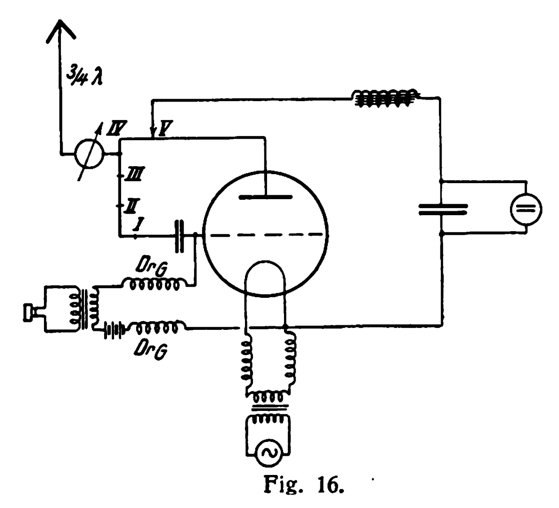


Fig. 16.

Bezüglich der Wellenlänge trifft dasselbe zu wie beim Telegraphiesender.

Sendeversuche. Die ausgeführten Sendeversuche dienten hauptsächlich dazu, die Güte der Modulation des Telephoniesenders festzustellen. In kleinerer Entfernung wurde hierzu ein aperiodischer Detektorkreis benutzt. In größerer Entfernung erfolgte das Abhören des Senders mit dem von O. Cords[14]) ausgebildeten Röhrenempfänger mit und ohne Niederfrequenzverstärkung. In allen drei Fällen war eine einwandfreie Modulation festzustellen.

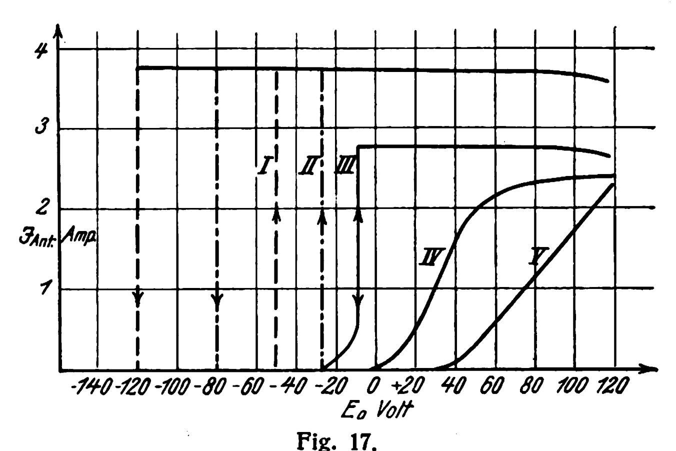


Fig. 17.

Es sei mir gestattet, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. A. Esau, für die Anregung zu der vorliegenden Arbeit und für seine dauernde freundliche Hilfsbereitschaft und Beratung meinen herzlichsten Dank auszusprechen. Die Firma Schott und Genossen, Jena, die in bereitwilligster Weise den Umbau der kleinen Senderöhren übernahm, bin ich zu Dank verpflichtet.

Zusammenfassung.

Es wird eine Schaltung zur Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen sowohl theoretisch als auch experimentell untersucht, wobei sich unter Berücksichtigung gewisser Vernachlässigungen eine gute Uebereinstimmung ergibt.

Mit der angegebenen Schaltung können bei Telegraphie Energien bis 700 Watt, bei Telephonie bis zu etwa 300 Watt einwandfrei hergestellt werden.

Die Modulation erfolgt im letzten Falle durch Gitterspannungsbeeinflussung, da sich gezeigt hat, daß von allen untersuchten Methoden der Steuerung diese am besten geeignet ist.

(Eingegangen am 3. Dezember 1927.)

14) O. Cords, Jenaer Dissertation 1927, s. ds. Jahrbuch 31, S. 1 u. 39, 1928.

Endverstärkerprobleme[1]).

Von B. D. H. Tellegen.

Mitteilung aus dem Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Holland).

Wenn wir das Problem der Endverstärkung betrachten wollen, müssen wir damit anfangen, daß wir die Forderungen aufstellen, denen die Kombination Endröhre—Lautsprecher entsprechen muß.

Es sind dies:

I. Verzerrungsfreiheit.
Alle Frequenzen des Hörbereichs müssen gleichmäßig wiedergegeben werden.

II. Verstärkung.
Bei gegebener Wechselspannung am Gitter der Endröhre muß die vom Lautsprecher ausgestrahlte Schallleistung so groß wie möglich sein.

1) Vortrag, am 17. Dezember 1927 vor dem „Nederlandsch Radiogenootschap" gehalten.



III. Leistungsfähigkeit.
Die ausgestrahlte Schalleistung bei voller Belastung der Endröhre muß so groß wie möglich sein.

IV. Wirtschaftlichkeit.
Obenstehenden Forderungen ist mit möglichst geringen Spannungen und Stromstärken zu genügen.

Wir werden diese Forderungen zuerst einzeln besprechen, wobei es sich zeigen wird, daß sie sich teilweise entgegenstehen, um schließlich zu einem möglichst guten Kompromiß zu gelangen.

I. Verzerrungsfreiheit.

Um diese Forderung genauer zu untersuchen, müssen wir das ganze Wiedergabeproblem überblicken, wobei wir drei Teile unterscheiden werden. Auf das Mikrophon fällt eine Schallwelle von einer bestimmten Frequenz und einer bestimmten Intensität. Diese verursacht Wechselspannungen an dem Gitter der ersten Röhre des Mikrophonverstärkers (erster Teil). Diese werden verstärkt, modulieren den Sender, werden ausgesandt, aufgenommen, gleichgerichtet und wieder verstärkt, bis sie das Gitter der Endröhre erreichen (zweiter Teil). Schließlich werden diese von Endröhre und Lautsprecher in Schall umgesetzt (dritter Teil). Es ist nun für den zweiten Teil ohne weiteres wohl ersichtlich, daß als Ideal betrachtet werden muß, daß das Verhältnis der Wechselspannung am Gitter der Endröhre zu derjenigen am Gitter der ersten Röhre nach dem Mikrophon nicht von der Frequenz abhängig ist. Für den ersten und den letzten Teil ist das Ideal nicht ohne weiteres anzugeben. Nehmen wir an, daß eine Schallwelle von konstanter Intensität, aber variabler Frequenz, auf das Mikrophon fällt, dann ist die einzige Forderung, daß vom Lautsprecher eine konstante Schalleistung ausgestrahlt wird. Ob dabei die Gitterwechselspannungen eine konstante Amplitude haben, oder ob diese z. B. proportional mit der Frequenz zu- oder abnehmen, ist ohne Bedeutung.

Nun zeigt es sich aber bei näherer Untersuchung, daß doch eine bestimmte Veränderungsweise als die natürlichste angenommen werden muß, nämlich diejenige, bei welcher bei konstanter Schallintensität die Amplituden der Gitterspannungen für verschiedene Frequenzen konstant bleiben. Hiernach streben auch die Mikrophone. Da bei einer ebenen Schallwelle konstante Intensität mit konstanter Druckamplitude und konstanter Geschwindigkeitsamplitude der Luftteilchen verbunden ist, können wir also auch sagen, daß die Gitterwechselspannungen ein Bild geben müssen von den Druckschwankungen in der Luft oder von der Geschwindigkeit der Luftteilchen, aber nicht von der Elongation der Luftteilchen, weil diese bei konstanter Geschwindigkeit proportional mit der Frequenz abnimmt[2]).

Erst jetzt sind wir fähig, die Forderung der Verzerrungsfreiheit genau zu formulieren: Bei gegebenen Gitterspannungsamplituden darf die vom Lautsprecher ausgestrahlte Schalleistung nicht von der Frequenz abhängig sein.

Wir können diese Frequenzabhängigkeit berechnen. Die Schaltung Fig. 1 dürfen wir durch Fig. 2 ersetzen: eine $EMK\ g V_{gm}$[3]) in Reihe mit dem inneren Widerstand R_i der Endröhre und mit einer (komplex gedachten) Impedanz Z_u.

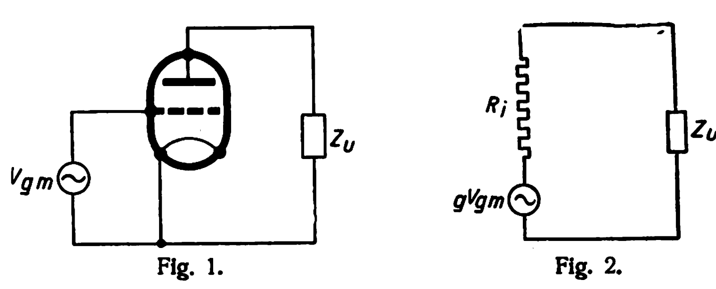


Fig. 1. Fig. 2.

Für die Stromamplitude i_{am} folgt hieraus

$$i_{am} = \frac{g\,V_{gm}}{|R_i + Z_u|} \tag{1}$$

oder

$$\frac{i_{am}}{V_{gm}} = S\,\frac{R_i}{|R_i + Z_u|}, \tag{2}$$

worin S die Steilheit vorstellt.

Da die Lautsprecherimpedanz Z_u im allgemeinen mit der Frequenz zunimmt, wird i_{am}/V_{gm} bei zunehmender Frequenz abnehmen. Die Kraft, die auf das bewegende System eines elektromagnetischen oder elektrodynamischen Lautsprechers wirkt, ist dem Strom proportional. Liegt nun die Resonanz des Systems bei einer tiefen Frequenz, dadurch, daß die elastische Kraft sehr klein ist (ein Zustand, den man bei den meisten modernen Konuslautsprechern für eine gute Wiedergabe der tiefen Töne anstrebt), dann wird die Bewegung des Konus ganz von der Masse bestimmt und es wird also die Beschleunigung ein Bild des Stromes. Die ausgestrahlte Schalleistung ist

$$W = \frac{v_m^2}{2}\,r_s,$$

worin v_m die Geschwindigkeitsamplitude des Konus ist und r_s' der Strahlungswiderstand; sie ist gleich

$$W = \frac{a_m^2}{2}\cdot\frac{r_s}{\omega^2},$$

wenn a_m die Beschleunigungsamplitude und ω die Kreisfrequenz bedeutet. Da a_m proportional mit i_{am} ist, erfolgt hieraus: W/i_{am}^2 ist proportional mit r_s/ω^2.

Nun nimmt der Strahlungswiderstand eines Monopols (Strahlers der nullten Ordnung) für tiefe Frequenzen proportional mit ω^2 zu und wird bei höheren Frequenzen konstant, also r_s/ω^2 bleibt bei tiefen Frequenzen konstant und nimmt bei höheren Frequenzen ab. Um W/V_{gm}^2 zu finden, brauchen wir nur i_{am}^2/V_{gm}^2 und W/i_{am}^2 miteinander zu multiplizieren.

Wir sahen, daß diese zwei Faktoren einander nicht kompensieren, sondern beide die hohen Töne benachteiligen. Es ist also gewiß günstig, sie so konstant wie möglich zu machen. Für die Endröhre allein kommen wir so zu der Forderung:

Der Strom durch den Lautsprecher muß ein möglichst genaues Bild der Spannung am Gitter der Endröhre sein.

Diese Forderung steht also im Gegensatz zu der bei einer gewöhnlichen Stufe Transformatorenverstärkung, wobei die Spannung auf der Sekundärseite und also auch die auf der Primärseite ein genaues Bild von der Spannung am Gitter der vorhergehenden Triode sein muß. Wir wollen diesen Fall noch näher betrachten. Für den Strom durch

[2]) Für eine ausführlichere Betrachtung verweise ich auf den Aufsatz von W. Schottky, „Elektroakustik" in „Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs" herausgegeben von K. W. Wagner, Springer 1927.

[3]) Der Index „m" bezieht sich auf die Amplitude des sinusförmig-wechselnden Teiles.

die Primärseite gilt auch Gleichung (1), aus der für die Spannung V_m folgt

$$\frac{V_m}{V_{gm}} = g \frac{|Z_u|}{|R_i + Z_u|}. \tag{3}$$

Diese Größe muß von der Frequenz unabhängig sein; da nun Z_u von der Frequenz abhängig ist, nähert man sich dieser Bedingung, indem man

$$R_i \ll |Z_u|$$

macht. Dabei wird $V_m/V_{gm} = g$, dem Verstärkungsfaktor der Triode. Der Forderung $R_i \ll |Z_u|$ wird am schwersten zu genügen sein bei den Frequenzen, für die $|Z_u|$ am kleinsten ist, das ist bei den tiefen Tönen. Diese laufen also Gefahr zu wenig verstärkt zu werden.

Betrachten wir nun im Gegensatz hierzu die Endröhre mit Lautsprecher, wofür Gleichung (2) gilt, dann zeigt sich, daß, um i_{am}/V_{gm} unabhängig von der Frequenz zu machen, $R_i \gg |Z_u|$ nötig ist, also gerade die umgekehrte Bedingung wie bei dem Transformatorenverstärker. Dann wird $i_{am}/V_{gm} = S$, der Steilheit der Endröhre. Letzteres kann man sofort einsehen. Wenn nämlich R_i sehr groß ist, dann bedeutet dies, daß die Anodenspannung wenig Einfluß mehr hat auf den Anodenstrom, so daß die Aenderungen des letzteren ein genaues Bild der Gitterwechselspannungen werden, also

$$i_{am} = S \cdot V_{gm}. \tag{4}$$

Der Forderung $R_i \gg |Z_u|$ wird am schwersten zu genügen sein bei den Frequenzen, für die $|Z_u|$ am größten ist, das ist bei den hohen Tönen. Da die Impedanz eines Lautsprechers bei den hohen Tönen zu einem Betrage ansteigt, der viele Male so groß ist als der innere Widerstand einer normalen Endröhre, werden dabei die für die Deutlichkeit der Sprache und für die Klangfarbe der Musik so wichtigen hohen Töne nur sehr schwach durchkommen[4]).

II. Verstärkung.

Nehmen wir an, daß wir im Anodenkreis der Endröhre einen Widerstand R_u haben, und wir fragen nach der Leistung, die darin bei gegebenen Gitterwechselspannungen umgesetzt wird. Die der Gleichung (2) entsprechende Gleichung wird hier

$$\frac{i_{am}}{V_{gm}} = S \frac{R_i}{R_i + R_u}, \tag{5}$$

woraus hervorgeht

$$\frac{W}{V_{gm}^2} = \frac{i_{am}^2 \cdot R_u}{2\, V_{gm}^2} = \frac{S^2}{2} \frac{R_i^2 \cdot R_u}{(R_i + R_u)^2}. \tag{6}$$

Der günstigste Wert für R_u liegt bei

$$R_u = R_i. \tag{7}$$

Es ist aber nach (6) bei gegebener Steilheit S und gegebenem Widerstand R_u stets günstig, den inneren Widerstand R_i groß zu machen, auch wenn wir uns dann von der Bedingung (7) entfernen.

Es zeigt sich also, daß für eine Endröhre sowohl für die Verzerrungsfreiheit als auch für die Verstärkung ein großer innerer Widerstand erwünscht ist. Doch wurden bis jetzt dafür immer Röhren mit einem kleinen inneren Widerstand gebraucht. Was ist dafür der Grund?

Mit dieser Frage gelangen wir zum dritten Punkt:

III. Leistungsfähigkeit.

Eine Endröhre muß fähig sein, einem Lautsprecher eine beträchtliche Leistung abzugeben, ohne den praktisch geraden Teil der Charakteristiken zu überschreiten und ohne daß Gitterströme auftreten. Erhöhen wir nun bei einer Triode von gegebener Steilheit den inneren Widerstand, dann werden sich die i_a- V_g- Charakteristiken in der Richtung der positiven Gitterspannungen verschieben, so daß die Triode nur kleine Gitterspannungen verarbeiten kann und dadurch zur Endverstärkung unbrauchbar wird. Der Betrag der maximal abzugebenden Leistung ist einfach zu berechnen.

Denken wir uns eine Triode im Anodenkreis mit einem Widerstande R_u belastet, der nur dem Wechselstrom, nicht dem Gleichstrom entgegenarbeitet (so etwas würden wir bekommen bei einem idealen Transformator, der sekundär mit einem Widerstand belastet ist).

Die in R_u umgesetzte Leistung beträgt

$$W = \frac{i_{am}^2}{2} \cdot R_u,$$

wenn i_{am} die Amplitude des Stromes ist. Ist V_{ao} die Batteriespannung, V_{go} die negative Gitterspannung[5]), dann ist der mittlere Strom

$$i_{ao} = \frac{V_{ao} - g\, V_{go}}{R_i},$$

wenn angenommen wird, daß alle Charakteristiken gerade sind. Stellen wir uns alles in der i_a - V_g-Ebene vor, dann dürfen wir nicht außerhalb des linken Quadranten kommen. i_{am} wird also durch zwei Grenzen beschränkt.

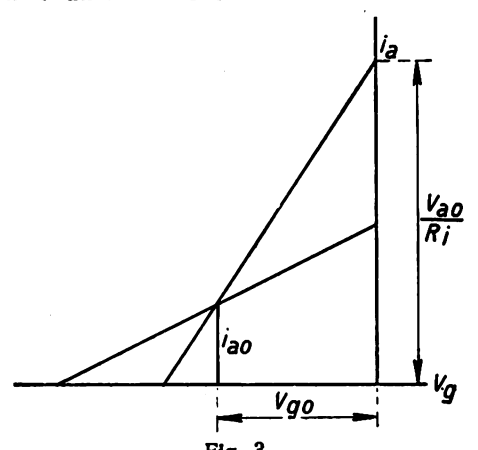


Fig. 3.
Statische Charakteristik und Arbeits-Charakteristik der Triode.

Erstens darf i_{am} nicht größer werden als i_{ao}, also

$$i_{am} \leq \frac{V_{ao} - g\, V_{go}}{R_i}.$$

Zweitens darf die Gitterspannungsamplitude V_{gm} nicht größer werden als V_{go}. Nach Gleichung (1) ist dies dasselbe wie

$$i_{am} \leq \frac{g\, V_{go}}{R_i + R_u}.$$

Der günstigste Wert für V_{go} ist derjenige, bei

---

[4]) Ist bei den tiefen Tönen $|Z_u| = R_i$, dann steigt $|Z_u|$ bei den hohen Tönen meistens bis $10\, R_i$; es kommen oft noch größere Werte vor. Bei den tiefen Tönen wird dann $i_{am}/V_{gm} = {}^1/_2\, S$, bei den höheren ${}^1/_{10}\, S$, also 5mal so schwach, und somit die Leistung 25mal so schwach.

[5]) Der Index „o" bezeichnet den konstanten Teil.

welchem beide Grenzen einander gleich sind, was der Fall ist, wenn

$$V_{go} = \frac{V_{ao}}{g} \cdot \frac{R_i + R_u}{2R_i + R_u}, \text{ wobei } i_{ao} = \frac{V_{ao}}{2R_i + R_u} \text{ wird.}$$

Dies ergibt für W:

$$W = \frac{V_{ao}^2}{2} \cdot \frac{R_u}{(2R_i + R_u)^2}.$$

Der günstigste Wert für R_u liegt bei $R_u = 2R_i$[6]), also bei einem äußeren Widerstand, der zweimal so groß ist als der innere Widerstand, so daß

$$W_{\max} = \frac{V_{ao}^2}{16 R_i},^{7)} \tag{8}$$

während

$$V_{go} = \frac{3\,V_{ao}}{4\,g} \text{ und } i_{ao} = \frac{V_{ao}}{4\,R_i} \text{ wird.}$$

Die Amplitude der Anodenspannung V_{am} kann dann höchstens $i_{ao}\,R_u = \frac{V_{ao}}{4\,R_i} \cdot 2\,R_i = \frac{V_{ao}}{2}$ werden.

Um ein Maß für die Wirtschaftlichkeit zu haben, vergleichen wir $W_{\max}$ mit der Leistung, die von der Batterie geliefert wird, und die $i_{ao}\,V_{ao} = \frac{V_{ao}^2}{4\,R_i}$ beträgt.

Die maximal abzugebende Leistung beträgt also bei einer Triode-Endröhre den vierten Teil der Gleichstromleistung.

Aus (8) ergibt sich deutlich, daß bei einer Triode kleiner innerer Widerstand und hohe Spannung notwendig sind, um dem Lautsprecher eine beträchtliche Leistung zuführen zu können. Wir können aber auf diesem Wege kaum genügend weit kommen, denn bei der Spannung erreichen wir mit Rücksicht auf die Gefährlichkeit bei 150—200 Volt eine Grenze.

Es gibt aber noch eine andere Möglichkeit der Forderung nach Leistungsfähigkeit zu genügen. Bringen wir nämlich in einer Triode zwischen Gitter und Anode ein Schutzgitter an, das wir auf ein konstantes positives Potential bringen, dann nimmt hierdurch der innere Widerstand stark zu, ohne daß die i_a V-$_g$ -Charakteristiken in der Richtung der positiven Gitterspannungen verschoben zu werden brauchen. Sogar wenn die Anodenspannung keinen Einfluß mehr auf den Strom hat, kann noch bei negativen Gitterspannungen Anodenstrom fließen, indem dieser nun vom positiven Schutzgitter aus dem Glühdraht gezogen wird. Wir werden auch für diesen Fall berechnen, welche Leistung die Röhre abgeben kann. Zur Vereinfachung denken wir uns R_i unendlich groß, d. h. daß V_a keinen Einfluß mehr auf den Strom hat. Nennen wir die Schutzgitterspannung V_{go}', dann beträgt der mittlere Strom

$$i_{ao} = \frac{V_{go}' - g'\,V_{go}}{R_i'},$$

worin g' der Verstärkungsfaktor und R_i' der innere Widerstand der Triode sind, die aus der Tetrode entsteht, indem man Anode und Schutzgitter miteinander verbindet.

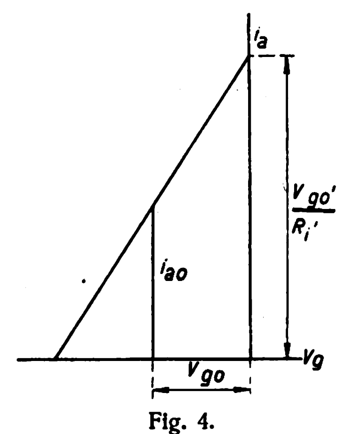


Fig. 4.
Statische Charakteristik und Arbeits-Charakteristik sind bei der Tetrode dieselben.

Die abgegebene Leistung beträgt wieder

$$W = \frac{i_{am}^2}{2} R_u.$$

i_{am} wird nun von drei Grenzen beschränkt.

Erstens darf i_{am} nicht größer werden als i_{ao}, also

$$i_{am} \leqq \frac{V_{go}' - g'\,V_{go}}{R_i'}.$$

Zweitens darf V_{gm} nicht größer werden als V_{go}, also nach (4)

$$i_{am} \leqq S \cdot V_{go}.$$

Drittens darf V_{am} nicht größer werden als V_{ao}, das ist

$$i_{am} \leqq \frac{V_{ao}}{R_u}.$$

Bei der Triode hatten wir mit dieser Grenze nichts zu tun, da diese da nur bei positiven Gitterspannungen vorkommen kann und somit schon ausgeschlossen ist.

Die günstigsten Werte für V_{go} und R_u sind diejenigen, bei denen die drei Grenzen einander gleich sind, was der Fall ist, wenn

$$V_{go} = \frac{V_{go}'}{2g'} \text{ und } R_u = 2\,R_i'\,\frac{V_{ao}}{V_{go}'}, \text{ wobei } i_{ao} = \frac{V_{go}'}{2R_i'} \text{ wird.}$$

Dies ergibt für W:

$$W = \frac{V_{ao} \cdot V_{go}'}{4\,R_i'}.$$

Hieraus folgt, daß hohe Spannungen erwünscht sind; man wird also für V_{ao} und V_{go}' die verfügbare Spannung möglichst ausnutzen. Damit ist schließlich

$$W_{\max} = \frac{V_{ao}^2}{4\,R_i'}, \tag{9}$$

während

$$V_{go} = \frac{V_{ao}}{2g'},\; R_u = 2\,R_i' \text{ und } i_{ao} = \frac{V_{ao}}{2\,R_i'} \text{ wird.}$$

Vergleichen wir (9) mit (8), dann zeigt sich, daß die Tetrode viermal soviel Leistung als die entsprechende Triode liefern kann. Auf diese Weise ist es also möglich, eine Endröhre mit einem für die Verzerrungsfreiheit und die Verstärkung so wichtigen großen inneren Widerstand zu erhalten,

[6]) Dies und einige weiterhin gefundene Verhältnisse sind schon allgemein bekannt; siehe z. B.: W. P. Radt, Elektr. Nachr. Techn. 3, S. 21, 1926.

[7]) Hierin muß noch eine ziemlich wichtige Korrektion für die Krümmung der Charakteristiken angebracht werden (siehe Anhang 1). Haben wir im Anodenkreis nicht einen reinen Widerstand, sondern eine komplexe Impedanz, dann erfährt diese Beziehung auch einige Änderung, die aber nicht sehr groß ist (siehe Anhang 2).



während zugleich dem Lautsprecher eine beträchtliche Leistung abgegeben werden kann, ohne daß man zu gefährlich hohen Spannungen übergeht.

Die Gleichstromleistung ist hier $i_{ao}\,V_{ao} = \frac{V_{ao}^2}{2\,R_i'}$.

Die maximal abzugebende Leistung beträgt also bei der Tetrode-Endröhre die Hälfte der Gleichstromleistung, so daß auch in dieser Hinsicht mit der Tetrode eine Verbesserung erreicht werden kann. Dieser Vorteil wird durch den Umstand erzielt, daß V_{am} hier größer als $\frac{1}{2}V_{ao}$ werden kann.

Wir haben bis jetzt nur den Fall betrachtet, daß im Anodenkreis der Endröhre eine konstante Impedanz vorliegt. Tatsächlich ist diese sehr abhängig von der Frequenz. Um die abzugebende Leistung zu untersuchen, müssen wir nun das Problem ein wenig anders stellen. Die äußere Impedanz kann sich nämlich infolge von zwei Ursachen ändern: erstens dadurch, daß verschiedene Lautsprecher eingeschaltet werden, und zweitens dadurch, daß sich die Frequenz ändert. Um diese Ursachen zu trennen, denken wir uns den Lautsprecher gegeben und über einen Transformator an die Endröhre angeschlossen und fragen jetzt nach dem Uebersetzungsverhältnis u, bei welchem der Strom durch den Lautsprecher so groß wie möglich werden kann[8]). Wird ein Lautsprecher nicht über einen Transformator, sondern direkt an die Endröhre angeschlossen, so ist die Veränderung des Uebersetzungsverhältnisses gleichbedeutend mit dem Uebergange von viel dünnen Windungen auf wenig dicke Windungen.

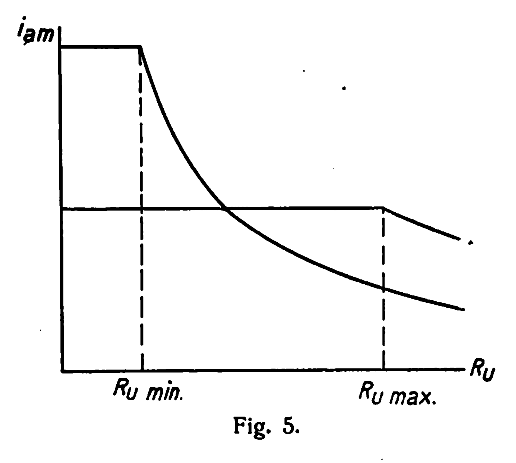


Fig. 5.

Wir betrachten zuerst den Tetrodefall, da dieser einfacher als der Triodefall ist. Der Strom durch den Lautsprecher wird wieder von drei Grenzen eingeschränkt:

$$i_{am} \leqq u\,i_{ao} = u\,\frac{V_{ao} - g'\,V_{go}}{R'_i},$$
$$i_{am} \leqq u\,S\,V_{go},$$
$$i_{am} \leqq \frac{V_{ao}}{u\,R_u}.$$

Die ersten zwei Grenzen sind unabhängig von der Frequenz. Es ist also günstig, diese einander gleichzumachen, was der Fall ist bei

$$V_{go} = \frac{V_{ao}}{2g'} \quad \text{wie oben.}$$

Hiermit werden die Grenzen

$$i_{am} \leqq u\,\frac{V_{ao}}{2\,R_i'} \;\text{und}\; i_{am} \leqq \frac{V_{ao}}{u\,R_u}.$$

8) Diese Bemerkung verdanke ich Herrn Ing. R. Vermeulen.

Tragen wir diese als Funktion von R_u bei verschiedenen Werten von u auf, dann bekommen wir Fig. 5.

Am geraden Teil werden wir von den Gitterströmen und der unteren Krümmung der i_a-V_g-Charakteristiken begrenzt, am gebogenen Teil von der Forderung, daß V_a nicht zu klein werden darf. Der Knick liegt bei $u^2 R_u = 2\,R_i'$. Bei Vergrößerung von u steigt der gerade Teil, während der gebogene Teil abnimmt. Wir können also für u nicht sofort einen günstigsten Wert angeben. Kennen wir vom Lautsprecher die minimale und die maximale Impedanz, dann können wir nur sagen, daß der Knick dazwischen liegen muß. Also

$$u^2\,R_{u\,\min} \leqq 2\,R_i' \leqq u^2\,R_{u\,\max}.$$

Nimmt R_u mit der Frequenz zu, dann kann also bei der oberen Grenze bei allen Frequenzen derselbe maximale Strom dem Lautsprecher zugeführt werden, während bei der unteren Grenze dieser bei den tiefen Tönen größer, bei den hohen Tönen kleiner ist. Um für u eine richtige Wahl treffen zu können, müßten wir Daten haben über die Verteilung der Intensität von Sprache und Musik über die Frequenzen, über das Vorkommen von starken Tönen bei den verschiedenen Frequenzen und wie oft diese vorkommen. Hierüber steht nicht viel experimentelles Material zur Verfügung. Bekannt ist die Intensitätsverteilung der Sprache. Diese hat nach Crandall und MacKenzie[9]) ein scharfes Maximum bei 100—200 Perioden/sec und nimmt nach den hohen Tönen ziemlich schnell ab. Die Untersuchung gibt aber nicht an, ob eine bestimmte Intensität erreicht wird durch wenig starke oder viel schwache Töne; sie weist auf eine starke Intensität bei den tiefen Tönen hin, was auch der allgemeinen Erfahrung entspricht. Wir müßten also $u^2\,R_{u\,\min} = 2\,R_i'$ wählen, was auch für die Verstärkung günstig ist. Es kommt also darauf hinaus, daß wir die Lautsprecherimpedanz bei einer tiefen Frequenz, z. B. 50 Perioden/sec. der Tetrode anpassen. In vielen Fällen wird diese nicht viel vom Gleichstromwiderstand verschieden sein.

Betrachten wir den Triodefall mit einer variablen Impedanz, dann kommen wir zu analogen Folgerungen. Es zeigt sich hier, daß

$$u^2\,R_{u\,\min} \leqq 2\,R_i \leqq u^2\,R_{u\,\max}$$

sein muß.

Auch jetzt werden wir die Impedanz des Lautsprechers bei den tiefen Tönen der Triode anpassen wollen, was hier aber vom Standpunkt der Verzerrungsfreiheit und der Verstärkung aus zu einem zu großen Uebersetzungsverhältnis u führen würde. Wir werden einen Kompromiß schließen müssen, der etwas nachteilig für die abzugebende Leistung ist. Aber auch wenn wir dies nicht tun und eine Tetrode und eine Triode haben, die nach den Formeln (8) und (9) dieselbe Leistung liefern könnten, dann kann doch mit der Tetrode eine größere Schallstärke erreicht werden als mit der Triode. Diese Leistung kann dann bei den tiefen Tönen, wobei wir die Lautsprecherimpedanz der Endröhre angepaßt haben, abgegeben werden. Zur vollen Belastung genügt bei der Tetrode ungefähr die Hälfte der Gitterspannungsamplitude, die bei der Triode nötig ist. Bekommen wir nun beim Empfang an dem Gitter der Endröhre Wechselspannungen, deren Amplituden gemäß Fig. 6 von der Frequenz abhängig sind, dann erzeugen diese im Lautsprecher die in Fig. 7 wiedergegebenen Stromamplituden.

9) Bell Syst. Techn. Journ. 1, S. 124, 1922, oder Jahrb. d. drahtl. Telegr. 28, S. 86, 1926.



Bei gleicher Leistung bei den tiefen Tönen gibt somit die Tetrode bei den hohen Tönen eine größere Leistung, und da diese in ein Gebiet von größerer Ohrempfindlichkeit fallen, eine bedeutend größere Schallstärke als die Triode.

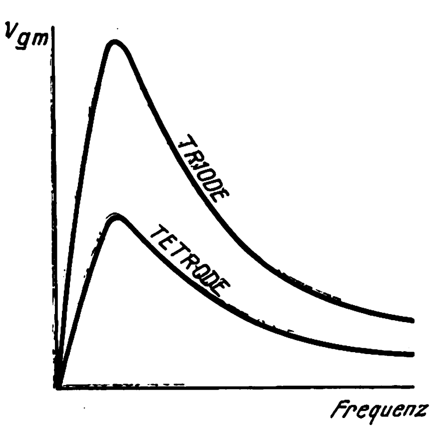


Fig. 6.

Wir haben bis jetzt den Einfluß des Gleichstromwiderstandes des Lautsprechers ganz außer Betracht gelassen. Da hierdurch ein Spannungsverlust auftritt, ist es immer günstig, diesen klein zu halten, was z. B. durch Zuführung der Energie zu dem Lautsprecher über einen Transformator mit einem kleinen Widerstand der primären Wicklung geschehen kann. Wenn dies nicht geschieht, dann hat der Widerstand numerisch einen ziemlich großen Einfluß auf die günstigste Anpassung, ohne daß das Studium hiervon aber neue Einsichten gibt[10]).

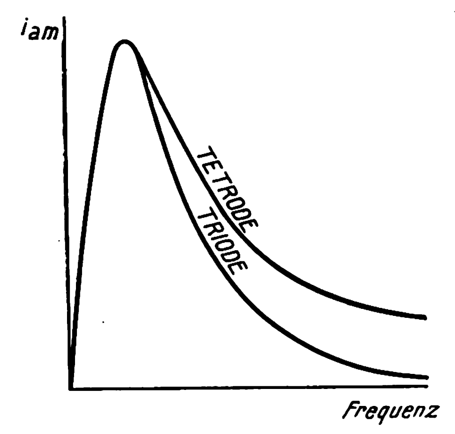


Fig. 7.

Bei der Verwirklichung der Tetrode ergeben sich noch einige Schwierigkeiten. Der Einfluß von Anodenspannung auf Anodenstrom muß so klein wie möglich gehalten werden. Der Einfluß auf den Strom, der den Glühdraht verläßt, wird durch die Anwesenheit zweier Gitter schon sehr klein sein. Ob nun der Einfluß auf den Anodenstrom auch klein sein wird, ist noch abhängig von der Verteilung des Stromes zwischen Schutzgitter und Anode. Wenn V_a bis unter die Schutzgitterspannung abnimmt, so hat der Strom nach diesem Gitter Neigung zum Zunehmen auf Kosten des Anodenstromes. Größtenteils ist daran folgende Erscheinung schuld. Die Elektronen kommen mit großer Geschwindigkeit auf der Anode an und werden da plötzlich gehemmt. Die dadurch freiwerdende Energie macht u. a. Elektronen frei, die mit kleinen Geschwindigkeiten die Anode verlassen. Befindet sich vor der Anode ein elektrisches Feld, das die Elektronen zur Anode zieht, dann werden diese sogenannten sekundären Elektronen wieder zur Anode zurückkehren und man wird nichts von ihnen merken. Dies ist der Fall in jeder Triode, solange die Spannung am Gitter niedriger ist als die Anodenspannung. Bekommt das Gitter aber eine Spannung, die höher ist als die Anodenspannung, dann werden die sekundären Elektronen von der Anode zum Gitter gezogen, was sich in einer Vergrößerung des Gitterstromes und einer Verminderung des Anodenstromes äußert. Dieser sekundäre Elektronenstrom tritt nun auch auf in der Tetrode, wenn die Anodenspannung kleiner wird als die Schutzgitterspannung. Er läßt sich verhindern, indem man dafür sorgt, daß zwischen Schutzgitter und Anode ein Potentialminimum besteht, wodurch die Feldstärke bei der Anode stets so gerichtet ist, daß die sekundären Elektronen zur Anode zurückkehren. Dies Potentialminimum ist zu erreichen, wenn man ein drittes Gitter zwischen Schutzgitter und Anode anbringt, das mit dem Glühdraht verbunden ist, so daß wir dann von einer Penthode sprechen könnten. Dadurch, daß wir die Verbindung an die Mitte des Glühdrahtes legen, bleibt es gleichgültig, welches Ende des Glühdrahtes mit dem positiven Pole des Akkumulators verbunden wird.

Sind die sekundären Elektronen auf diese Weise unschädlich gemacht worden, dann bleiben noch andere Einflüsse übrig. Dadurch, daß die Elektronen jetzt hinter dem Schutzgitter in ein verzögerndes Feld kommen, wird ein Teil davon die Anode nicht erreichen, sondern zu dem Schutzgitter zurückkehren. Auch die Anzahl der direkt vom Glühdraht aus zu dem Schutzgitter fliegenden Elektronen wird bei Verminderung der Anodenspannung zunehmen. Beides hat zur Folge, daß V_a nicht bis null schwingen darf, sondern nur etwa bis zur Hälfte der Schutzgitterspannung. Es zeigt sich, daß hierdurch die Maximalleistung nicht vier-, sondern nur zweimal so groß wird als die der entsprechenden Triode[11]). Doch bleibt der in den Figuren 6 und 7 angegebene Grund zur größeren Schallstärke mit der Penthode bestehen.

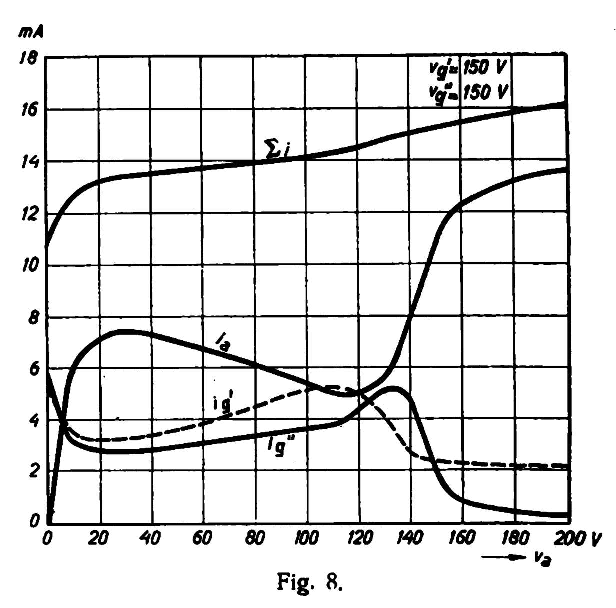


Fig. 8.

Der Einfluß des dritten Gitters zeigt sich deutlich an den in den Figuren 8, 9, 10 und 11 gezeichneten Charakteristiken. Um diese aufzunehmen wurde eine spezielle Penthode hergestellt, bei der das dritte Gitter nicht mit dem Glühdraht verbunden war, sondern einzeln nach außen geführt wurde. Bei

[10]) Siehe weiter Anhang 3.

[11]) Das Optimum für R_u liegt dann nicht bei $R_u = 2\,R_i'$ sondern bei $R_u = R_i'$.



verschiedenen Spannungen V_g'' auf dem dritten Gitter und konstanter Spannung $V_g' = 150$ V. auf dem Schutzgitter wurden der Anodenstrom i_a, der Schutzgitterstrom i_g' und der Strom nach dem dritten Gitter i_g'' als Funktion von V_a gemessen. Die negative Gitterspannung wurde dabei konstant gehalten und für jeden Wert von V_g'' so eingestellt,

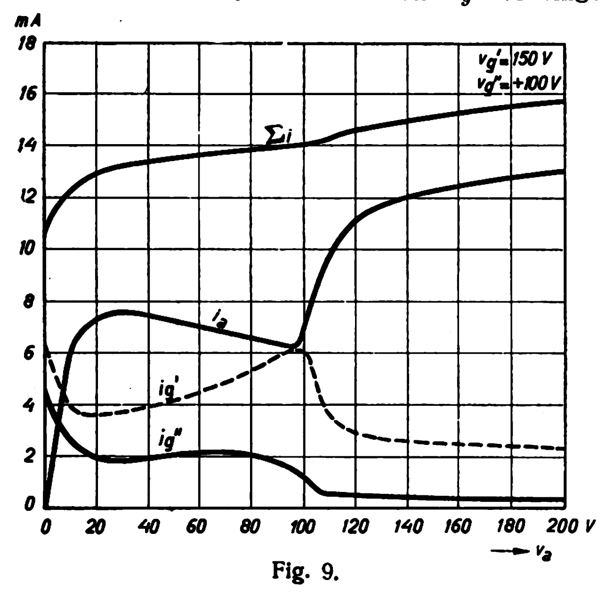


Fig. 9.

daß der Gesamtstrom stets ungefähr 15 mA betrug. Auch dieser Gesamtstrom ist (als Σi) in den Figuren wiedergegeben.

Wir sehen in Fig. 8, daß, wenn V_a unter V_g'' abnimmt, ein starker sekundärer Elektronenstrom von der Anode weg-

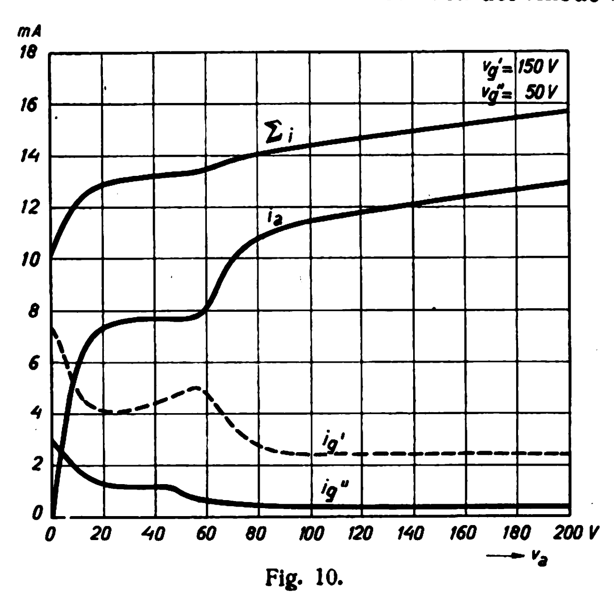


Fig. 10.

fließt, der von den beiden Gittern aufgenommen wird. Bei niedrigeren Spannungen hört dieser wieder auf, da hier die sekundäre Emission selbst aufhört. Wird V_g' erniedrigt, so tritt die sekundäre Emission erst auf bei niedrigerer Anodenspannung, während auch die Einsenkungen der Anodenstromcharakteristik kleiner werden. Liegt das dritte Gitter am Glühdraht, dann ist die Einsenkung gänzlich verschwunden.

Eine derartige Penthode ist hergestellt worden mit einem Verstärkungsfaktor 100 und einer Steilheit 1,8 mA/Volt. Bei 150 Volt an Anode und Schutzgitter waren nur 15 Volt negative Gitterspannung nötig, wobei der Anodenstrom 12 mA betrug. Das innere Gitter war das Steuergitter, auf welches die Schwingungen der vorhergehenden Röhre übertragen wurden. Das mittlere Gitter war durch den Sockel nach außen geführt und mußte mit dem positiven Pol der Anodenbatterie oder des Netzanschlußgerätes verbunden werden. Das äußere Gitter war in der Röhre mit der Mitte des Glühdrahtes verbunden.

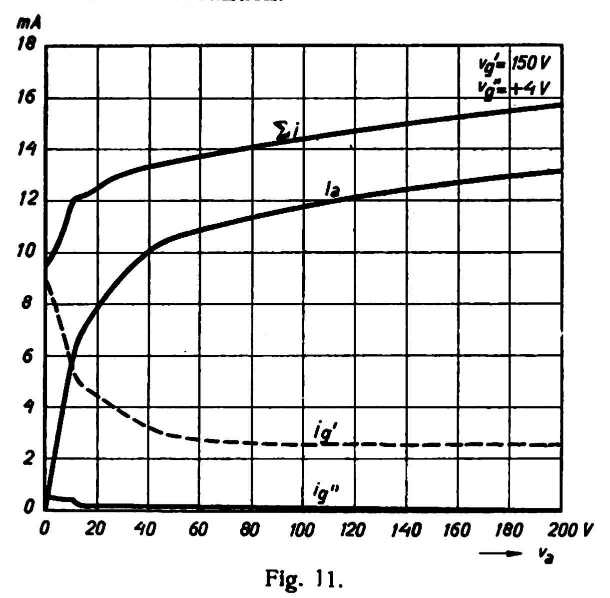


Fig. 11.

Die beste Anpassung wurde bei einem Lautsprecher mit einem Gleichstromwiderstand von 2000—3000 Ohm erhalten. Wenn der Gleichstrom mit Hilfe einer Drosselspule oder eines Transformators 1 : 1 zur Vermeidung des Gleichspannungsverlustes von dem Lautsprecher ferngehalten wurde, dann konnte der Widerstand bis 3000—5000 Ohm erhöht werden.

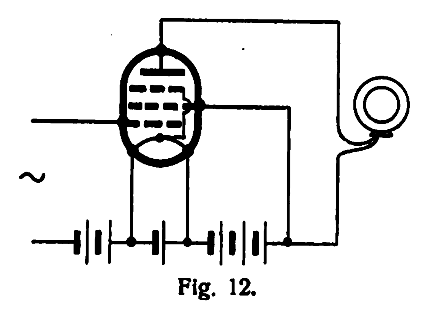


Fig. 12.

Zusammenfassend können wir also sagen, daß mit der Penthode-Endröhre folgende Vorteile verbunden sind:

Gleichmäßige Wiedergabe aller Frequenzen, wodurch die hohen Töne besser zu ihrem Rechte kommen.
Große Verstärkung.
Große Schallstärke.
Kleine negative Gitterspannung.

Anhang.

1. Wenn man W'_{max} für eine gegebene Triode berechnen will, dann muß in Gleichung (8) noch eine ziemlich große Korrektion angebracht werden. Tatsächlich sind die Charakteristiken gekrümmt und wir haben sie angenähert dargestellt durch die ausgezogene Linie in Fig. 13, die die V_g-Achse im Punkte $V_g = -V_{ao}/g$ schneidet. Eine bessere Annäherung ist die gestrichelte Linie, die die Achse im Punkte

$$V_g = -\frac{V_{ao}}{g} + \triangle V_g = -\frac{V_{ao} - g \triangle V_g}{g}$$

schneidet.

Es ist somit, als ob die Anodenspannung um einen Betrag $g \cdot \triangle V_g$ vermindert ist[12]). Wenn wir auch außerhalb des unteren gekrümmten Teils der Charakteristik bleiben wollen, dann wird W_{max} noch etwas kleiner, so daß wir in einem praktischen Fall schreiben dürfen

$$W_{max} = \frac{(V_{ao} - g \triangle V_g)^2}{18 R_i}.$$

$\triangle V_g$ ist aus den Charakteristiken zu bestimmen. Die Korrektion hat zur Folge, daß Verdoppelung der Anodenspannung W_{max} mehr als viermal so groß macht.

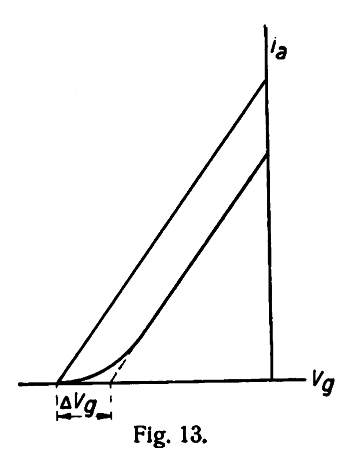


Fig. 13.

2. Wenn im Anodenkreis nicht ein ohmscher Widerstand liegt, sondern eine Impedanz $Z_u = R_u + j X_u$, dann können wir auch hier die obengebrauchte Methode zur Berechnung der maximal abzugebenden Leistung verwenden.

Die Grenze

$$i_{am} \leqq \frac{V_{ao} - g V_{go}}{R_i} \text{ bleibt ungeändert.}$$

Die zweite Grenze wird

$$i_{am} \leqq \frac{g V_{go}}{|R_i + Z_u|}.$$

Die Grenzen sind gleich, wenn

$$V_{go} = \frac{V_{ao}}{g} \cdot \frac{|R_i + Z_u|}{R_i + |R_i + Z_u|},$$

womit

$$i_{ao} = \frac{V_{ao}}{R_i + |R_i + Z_u|}$$

und

$$W = \frac{V_{ao}^2}{2} \cdot \frac{R_u}{\{R_i + |R_i + Z_u|\}^2} \text{ wird.}$$

Lassen wir den Phasenwinkel $\varphi (\operatorname{tg} \varphi = X_u / R_u)$ konstant, dann können wir ein Optimum für $|Z_u|$ bestimmen. Dafür müssen wir das Maximum von

$$\frac{R_u}{\{R_i + \sqrt{(R_i + R_u)^2 + R_u^2 \operatorname{tg}^2 \varphi}\}^2}$$

bestimmen.

Den Differentialquotienten nach R_u null gesetzt, bekommen wir

$$|Z_u|^3 - 3 R_i^2 |Z_u| - 2 R_i^3 \cos \varphi = 0.$$

12) Auf diesen Einfluß der Krümmung hat auch schon M. von Ardenne hingewiesen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 30, S. 119, 1927.

Mit $\cos \varphi = 0$, $\varphi = \pm 90°$ ergibt dies $|Z_u| = R_i \sqrt{3}$.
Steigt $\cos \varphi$, dann nimmt $|Z_u|$ zu.
Bei $\cos \varphi = \frac{1}{2} \sqrt{2}$, $\varphi = \pm 45°$ ist $|Z_u| = 1{,}93 R_i$.
Bei $\cos \varphi = 1$, $\varphi = 0$ ist $|Z_u| = 2 R_i$.
Bei $\varphi = \pm 90°$ wird.

$$V_{go} = \frac{2}{3} \cdot \frac{V_{ao}}{g}; \; i_{ao} = \frac{1}{3} \cdot \frac{V_{ao}}{R_i};$$

$$W_{max} = \frac{V_{ao}^2}{6 \sqrt{3} R_i} \cos \varphi.$$

Bei $\varphi = \pm 45°$ wird dies

$$V_{go} = 0{,}73 \cdot \frac{V_{ao}}{g}; \; i_{ao} = 0{,}27 \cdot \frac{V_{ao}}{R_i};$$

$$W_{max} = \frac{V_{ao}^2}{14{,}4 R_i} \cos \varphi.$$

Dies unterscheidet sich nur noch sehr wenig von dem Fall mit nur ohmschem Widerstand.

3. Berechnen wir die einem gewöhnlichen Widerstand (also mit Gleichspannungsverlust) maximal abzugebende Leistung einer Triode und einer Tetrode, dann zeigt es sich, daß diese die Hälfte der oben gefundenen Werte ist. Die günstigsten Werte für R_u sind dann $R_u = R_i$ bezw. $= R'_i$ also auch die Hälfte von oben. Um die Frequenzabhängigkeit der Impedanz zu beachten, können wir uns den Lautsprecher wieder über einen Transformator angeschlossen denken, wovon jetzt die primäre Wickelung einen Gleichstromwiderstand $u^2 R_g$ hat. Dieser Widerstand ist von dem Uebersetzungsverhältnis u abhängig, weil Veränderung von Uebersetzungsverhältnis hier bedeutet: Uebergehen von viel dünnen Windungen der Lautsprecherspule auf wenig dicke. Der Gleichstromwiderstand ändert sich dabei ebenfalls.

Für u finden wir so bei der Tetrode die Grenzen

$$u^2 (R_{u\,min} + R_g) \leqq 2 R_i' \leqq u^2 (R_{u\,max} + R_g).$$

Wenn $R_g = R_{u\,min}$ ist, wird dies

$$2 u^2 R_{u\,min} \leqq 2 R_i' \leqq u^2 (R_{u\,max} + R_{u\,min}).^{13)}$$

Für die Triode finden wir das Entsprechende, wenn wir R_i' durch R_i ersetzen.

Zusammenfassung.

Es wird besprochen, wie sich die Forderungen nach Verzerrungsfreiheit, Verstärkung, Leistungsfähigkeit und Wirtschaftlichkeit bei der Endverstärkung auf die Eigenschaften der Endröhre auswirken. Es ergibt sich, daß diesen teilweise sich entgegenstehenden Forderungen eine Tetrode in Schutzgitterschaltung am besten genügt. Soll auch der schädliche Einfluß von Sekundärelektronen aufgehoben werden, so wird hierfür ein drittes Gitter benötigt, wodurch eine Penthode entsteht.

(Eingegangen am 21. Februar 1928.)

13) Bei der praktisch zu verwirklichenden Penthode muß hier wieder $2 R_i'$ durch R_i' ersetzt werden.

Die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren und ihre Bedeutung für die Messung der Voltaspannungen.

Von **Herbert Lange.**

Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik.

Dresden.

(Schluß*)

E. Praktische Anwendungen.

1. Doppelgitterröhren.

Praktische Bedeutung gewinnt das Stromverteilungsproblem überall dort, wo zwei positive Elektroden vorhanden sind. Das ist nun bei jeder Doppelgitterröhre der Fall. Betrachten wir zunächst eine solche in Raumladenetzschaltung, so lassen sich in bekannter Weise Außengitter und Anode zu einer an der Stelle des ersteren liegenden Ersatzelektrode mit der Spannung

$$\frac{E_{g_a} + D_a E_a}{1 + D_a}$$

zusamenfassen. Wir haben es dann mit der Stromverteilung zwischen dieser Ersatzanode und dem Innengitter zu tun. Die Gleichung (6) geht über in

$$\frac{J_{g_i}}{J_a(+J_{g_a})} = \frac{F_{g_i}}{F_{l_i}} \sqrt{\frac{lg\,\frac{g_a}{k}}{lg\,\frac{g_i}{k}}(1+D_a)} \sqrt{\frac{E_{g_i}}{E_{g_a} + D_a E_a}} \qquad (15)$$

Durch die Klammer ist angedeutet, daß man statt $J_a + J_{g_a}$ meist einfach J_a schreiben kann, da in der Praxis das Steuergitter wohl stets so stark negativ vorgespannt wird, daß es keinen Strom aufnimmt.

Die experimentell an Doppelgitterröhren gefundenen Kurven zeigen jedoch einen nicht unerheblichen Unterschied gegenüber den an Eingitterröhren beobachteten. Der Anstieg von J_a beginnt nämlich auffallend weit links von $E_{g_a} + D_a E_a = 0$ (vgl. Fig. 20)[34]. Der Grund dafür ist, daß die Kombination Außengitter—Anode sich gewissermaßen nur in ihrer Fernwirkung durch die neue Anode ersetzen läßt. Bei der ziemlich gedrängten Anordnung der üblichen Doppelgitterröhren ist diese Bedingung aber schon in der Gegend des Innengitters nicht mehr erfüllt. Diese Einschränkung gilt natürlich um so mehr, je größer der Durchgriff ist.

Im übrigen wurde an verschiedenen Röhren festgestellt, daß sich die früher gefundenen Ergebnisse auch auf Doppelgitterröhren in Raumladenetzschaltung übertragen lassen. Insbesondere ist in dieser Beziehung die Tatsache wichtig, daß zwischen Gitter und Anode (entspr. Innen- und Außengitter) keine starken Raumladungen auftreten, und daß die Kurven starker Heizung sich gegenüber denen schwacher Heizung im wesentlichen nur nahezu parallel verschieben. (Man vgl. Fig. 15.)

Abgesehen von unbedeutenden Einschränkungen kann man also sagen, daß die **Bestimmung der Kennlinie eines Raumladegitterrohres ein reines Stromverteilungsproblem** ist Daraus erklärt es sich auch, daß es im praktischen Betrieb keinen Vorteil bringt, mit E_{gi} höher zu gehen, als zur Erreichung der Sättigung, d. h. zur vollen Ausnutzung der Kathodentemperatur notwendig ist. Es muß im Gegenteil bei zu großem E_{gi} die Charakteristik wieder flacher werden[35]).

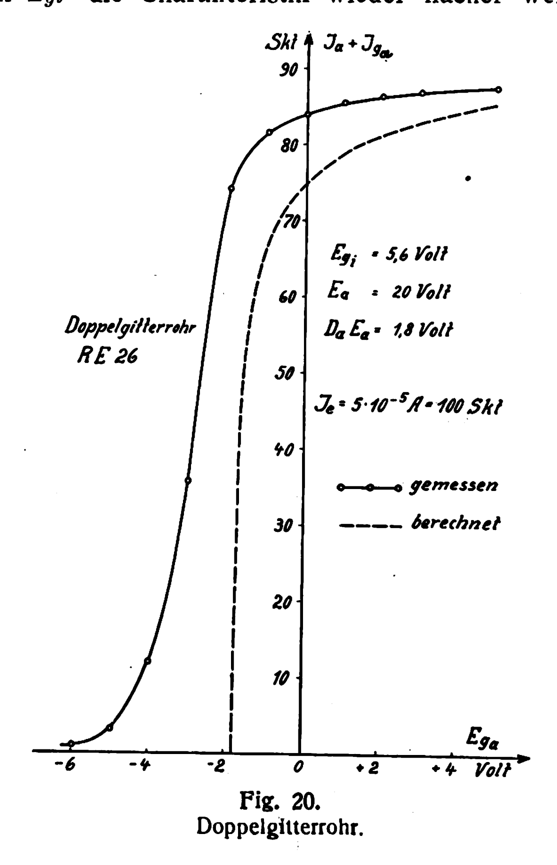


Fig. 20.
Doppelgitterrohr.

Anders und wesentlich schwerer zu übersehen sind die Verhältnisse bei der Anodenschutznetzschaltung. Eine Tatsache ist aber in beiden Fällen wichtig: der Einfluß der Gitterform. Durch die Ausführungen von Abschnitt C (Fig. 11) wurde nachgewiesen, daß mit wachsender Ausdehnung des Gitters in radialer Richtung cet. par. der Ablenkungswinkel β immer kleiner wird. In Anodenschutznetzschaltung wird also der unerwünschte Strom zum Außengitter vermindert, in Raumladenetzschaltung der zum Innengitter. Die **Steilheit der Kennlinie wächst ganz wesentlich mit der radialen Dicke des Gitters.**

Es ist bekannt, daß die Aufgabe praktisch bereits seit langem von der Firma Siemens & Halske (W.

---

*) I. Teil ds. Jahrbuch 31, S. 105, 1928, Heft 4. II. Teil ds. Jahrbuch 31, S. 133, 1928, Heft 5.

[34]) Die gestrichelte Kurve ist die aus den Abmessungen der Röhre (Telefunken RE 26) berechnete. Dabei ist bei Bestimmung der Fläche F_i die volle Schattenwirkung (vgl. S. 135) des die Gitterdrahtspirale haltenden Steges mit berücksichtigt worden. Der Durchgriff D_a wurde experimentell bestimmt.

[35]) Bei Röhren, die keine ausgeprägte Sättigung zeigen, z. B. Oxyd- oder Thoriumkathodenröhren, wird allerdings häufig diese Wirkung einer zu hohen Raumladegitterspannung durch die erhöhte Emission wieder aufgehoben.

Schottky) gelöst ist, die ihre Röhren mit Gittern aus hochkant gestellten Stegen ausrüstet. Durch diese Konstruktion wird also sowohl der Schattenwinkel α (bzw. F_g/F_l) als auch der Ablenkungswinkel β verkleinert[36])!

2. Senderöhren.

Während beim Betrieb von Doppelgitterröhren stets $E_{g_i} \gg E_{g_a} + D_a E_a$ gehalten wird, ist bei Senderöhren immer $E_g \ll E_a$. Ein Blick auf die rechte Seite von Fig. 1 zeigt sofort, daß die Verhältnisse in der am Ende des vorigen Abschnitts besprochenen Beziehung sich dann gerade umkehren. Man erkennt, daß in dem dortigen Beispiel für $E_g/E_a = 1/100$ der Gitterstrom bei extrem dünnem Gitter um 30% kleiner wäre!

Bei Senderöhren ist es also vorteilhaft, die radiale Ausdehnung des Gitters möglichst klein zu machen. Diese Forderung ist ja auch von der Technik bereits durch Verwendung ganz dünner Gitterdrähte erfüllt worden. Auch hier wirken zwei Einflüsse günstig: erstens wird α kleiner, zweitens wird β stärker negativ.

Zu beachten ist allerdings, daß die Gefahr der Ueberlastung und evtl. Zerstörung des Gitters beim Eintreten des überspannten Zustandes wächst (Fig. 1, links).

Tabelle IV.

Prüfung des Aehnlichkeitssatzes.

E_g	I_a für $I_e = 100$ bei $E_g/E_a =$							
	1/8	1/2	1	2	4	8	16	50
2	78	76	73	70,5	68,5	67	65,5	62
4	79	77,5	74	70	68,5	67	65	60
6	80	78	74,5	70	68	67	66	57
8	80	78,5	74,5	69,5	67,5	66,5	65,5	58
18	—	—	75	—	—	—	—	60

3. Sekundärstrahlungs-Untersuchungen.

Bei Untersuchungen über Sekundäreffekte in Elektronenröhren ist es unbedingt erforderlich, die primäre Stromverteilung genau zu kennen. Eine formelmäßige Erfassung ist aus den im früheren ausgeführten Gründen nicht möglich. Die Gleichung (6) kann nur einen ungefähren, allerdings evtl. ganz wertvollen Anhalt bieten. Man ist also auf das Experiment angewiesen. Das Prinzip der Methode wurde bereits in der früheren Arbeit (l. c.) entwickelt. Die Ausführung wurde jedoch nunmehr vervollkommnet durch Verwendung des rotierenden Schalters und Berücksichtigung der Voltaspannungen.

Die ja auch im vorstehenden schon benutzte Methode beruht darauf, die Stromverteilung bei so kleinen Spannungen zu messen, daß Sekundäreinflüsse keine Rolle spielen, und die dabei gewonnenen Resultate dann auf höhere Spannungen zu übertragen. Die notwendige Voraussetzung dafür ist die Gültigkeit des Aehnlichkeitssatzes (S. 105), d. h. es muß sein

$$\frac{J_g}{J_a} = f\left(\frac{E_g}{E_a}\right)$$

Die Ergebnisse der experimentellen Prüfung dieses Satzes an einem *BF*-Rohr zeigt Tabelle IV. Der Wert für $E_g = E_a = 18$ Volt wurde mit Hilfe der in der früheren Arbeit beschriebenen Magnetfeldmethode genau bestimmt. Daß die Abweichungen bei kleinen Absolutwerten der Spannungen größer werden, liegt an dem Einfluß der Anfangsgeschwindigkeiten.

F. Voltaspannungsmessungen.

1. Bestimmung aus dem Anlaufstrom.

In einer Zweielektrodenröhre läßt sich die Voltaspannung nach den Arbeiten von Richardson und Schottky in verhältnismäßig einfacher Weise durch Aufnahme des Anlaufstromes bestimmen. Wesentlich schwieriger ist dagegen die Aufgabe, die beiden Kontaktpotentiale von Gitter (K_g) und Anode (K_a) in einer Dreielektrodenröhre zu messen[37]). Dieses Problem läßt sich auf das ersterwähnte unmittelbar nur dann zurückführen, wenn Gitter und Anode dieselbe Austrittsarbeit haben. In diesem Falle kann man beide Elektroden einfach verbinden; es sind dann Anoden-, Gitter- und Steuerspannung miteinander identisch.

Im Laufe der Untersuchungen hat es sich jedoch herausgestellt, daß die obige Bedingung bei technischen Röhren häufig auch dann nicht erfüllt ist, wenn Gitter und Anode aus dem gleichen Material bestehen. Das läßt sich leicht durch verschieden dicken Niederschlag zerstäubten Kathodenmaterials oder auch durch andere Verunreinigungen erklären. Allerdings beträgt der Unterschied zwischen K_a und K_g im allgemeinen höchstens einige Zehntel Volt, hat also paktisch keine allzu große Bedeutung. Jedoch ist die genaue Bestimmung der Voltaspannungen von großem theoretischen Interesse.

Man muß also jedenfalls die Anlaufströme zu Gitter und Anode einzeln messen. Die Schwierigkeit liegt dabei jeweils in der richtigen Wahl der Spannung der anderen Elektrode. Es ist nämlich unbedingt erforderlich, daß die Stromverteilung während der ganzen Messung konstant bleibt. Es muß also nach (6), (10) und (10, a)

$$\frac{E_{g_{corr}}}{E_{a_{corr}}} = \frac{E_g + V + K_g}{E_a + V + K_a} = \text{const.} \tag{16}$$

gehalten werden, dabei ist zu beachten, daß V nach der kinetischen Gastheorie alle Werte von 0 bis zur Lichtgeschwindigkeit annehmen kann. Mithin kommt für die Wahl der Konstanten nur der Wert 1,0 in Betracht, denn allein bei diesem Wert ist die Art der Anfangsgeschwindigkeitsverteilung vollkommen gleichgültig. Die Bedingung (16) geht dann über in

$$E_g + K_g = E_a + K_a \tag{17}$$

Man sieht daraus, daß zur exakten Ausführung der Messung bereits die Kenntnis der zu messenden Größen notwendig ist. Es scheint also nur übrig zu bleiben, ein Verfahren fortschreitender Näherung anzuwenden[38]). Da das sehr zeitraubend ist, wird im folgenden Abschnitt eine weitaus einfachere und genauere Methode beschrieben werden.

2. Bestimmung der Voltaspannungen aus der Stromverteilung.

Man kann die Bedingungsgleichung (17) dadurch noch wesentlich vereinfachen, daß man die Voltadifferenz K_{ag}

[36]) Die Verhältnisse in Doppelgitterröhren mit besonderer Berücksichtigung der Raumladung zwischen Innen- und Außengitter sind eingehend behandelt in einer Arbeit von E. Alberti, E. N. T. 3, 149, 1926.

[37]) Die Voltaspannungen sollen dann positiv gezählt werden, wenn sie die von der Kathode zur Anode fliegenden Elektronen beschleunigen. Vgl. Seite 109.

[38]) Man würde dabei zunächst für $E_g = E_a$ die Anlaufströme zu messen haben, worauf man erste Näherungswerte $K_{g'}$ und $K_{a'}$ erhalten würde. Dann hätte man die gleichen Messungen für $E_g + K_{g'} = E_a + K_{a'}$ auszuführen und in derselben Weise so lange fortzufahren, bis die Werte der Voltaspannungen bei weiterer Wiederholung sich nicht mehr änderten.

zwischen Gitter und Anode einführt. Rechnet man in gleicher Weise wie oben K_{ag} positiv, wenn das Gitter die größere Austrittsarbeit hat, setzt man also

$$K_{ag} = K_a - K_g,$$

so kann man (17) ersetzen durch

$$E_g = E_a + K_{ag} \qquad (18)$$

Nun muß nach (6) für $E_{g\,\mathrm{corr}} = E_{a\,\mathrm{corr}}$ die primäre Stromverteilung konstant sein. Tragen wir also J_g / J_a über E_g oder E_a auf, so müssen wir eine horizontale Gerade erhalten, wenn die Bedingung (18) erfüllt ist. Man braucht demnach jetzt nur noch in (18) probeweise verschiedene Werte von K_{ag} einzusetzen und jedesmal die Stromverteilung in Abhängigkeit von E^g oder E_a aufzunehmen. Man

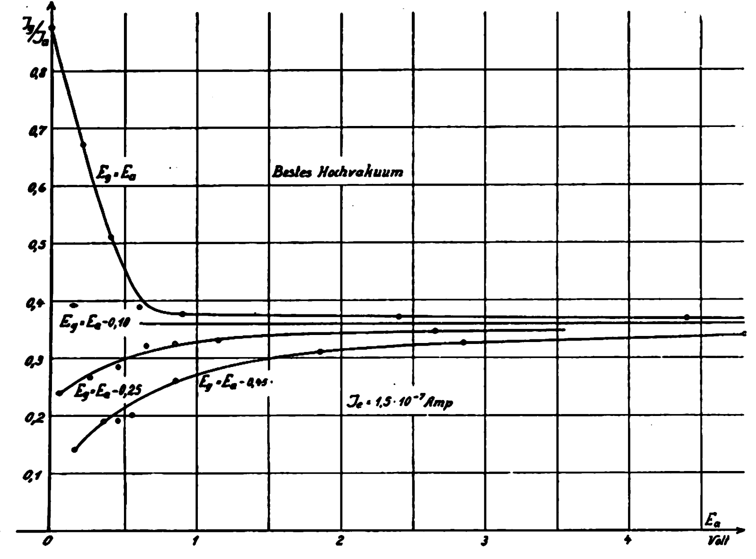


Fig. 21.
Bestimmung der Voltaspannung K_{ag} aus der Stromverteilung.

erhält dann Kurven wie in Fig. 21. Ein Fehler in der probeweisen Annahme von K_{ag} wirkt sich natürlich um so stärker in der Stromverteilung aus, je kleiner die Spannungen sind.

In Fig. 21 ist K_{ag} Parameter; zwecks Erreichung größerer Genauigkeit ist es jedoch vorteilhaft, E_g oder E_a als solchen zu benutzen, also gewissermaßen senkrechte Schnitte durch Fig. 21 aufzunehmen. Das ist in Fig. 22 geschehen. Der wahre Wert von K_{ag} liegt dort, wo für alle E_a die Stromverteilung die gleiche ist, d. h. wo sich die Kurven schneiden. Aus Gründen, die im letzten Abschnitt der Arbeit besprochen werden, ist es unbedingt notwendig, mindestens drei Kurven aufzunehmen. Der Schnittpunkt und damit die Voltaspannung zwischen Gitter und Anode läßt sich ohne weiteres auf 5 Millivolt genau bestimmen.

Will man nun noch K_a und K_g einzeln haben, so braucht man nur einmal für $E_g / (E_a + K_{ag}) = 1$ die Anlaufströme zu Gitter und Anode zu bestimmen. Bei den betreffenden Messungen wurde auf Grund des Ergebnisses von Fig. 22 $K_{ag} = E_g - E_a = -0{,}1$ Volt konstant gehalten. Die Auswertung nach der von Schottky für zylindersymmetrische Elektroden angegebenen Formel

$$J = J_o \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{E_o}}\, e^{-\frac{E}{E_o}} \qquad (19)$$

39) W. Schottky, Ann. d. Phys. 44, 1011, 1914. Betreffs des Verfahrens der Berechnung, der Gültigkeitsgrenzen von (19) und der bei den Messungen zu beobachtenden Vorsichtsmaßregeln muß auf das Original verwiesen werden.

ergab $K_a = -0{,}32$, $K_g = -0{,}19$, also $K_{ag} = -0{,}13$ in guter Uebereinstimmung mit dem Ausgangswert $-0{,}10$ von Fig. 22.

Die Kurven von Fig. 21 und 22 sind alle ohne rotierenden Schalter gemessen. Als Spannungsnullpunkt wurde die Mitte der Kathode genommen (s. o. S. 140). Das Ergebnis würde sich nicht ändern, wenn der Glühdraht nicht nahezu punktförmig emittiert hätte, was jedoch bei der verwendeten geringen Heizung ($J_e = 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ Amp.) sicher der Fall war. Man kann nämlich in (16) auch noch den Spannungsabfall im Glühdraht berücksichtigen, kann also die Forderung

$$\frac{E_{g\,\mathrm{corr}}}{E_{a\,\mathrm{corr}}} = \frac{E_g + V + K_g + (E_h)}{E_a + V + K_a + (E_h)} = 1 \qquad (16')$$

aufstellen, wobei die Klammer andeuten soll, daß die durch E_h selbst hervorgerufene Korrektur für jede Stelle des Glühdrahts einen anderen Wert besitzt. Man sieht sofort, daß (16′) zu denselben Ausdrücken (17) und (18) führt wie (16).

Zum Ueberfluß noch angestellte Kontrollversuche mit Baeyerschalter bestätigen diese Ueberlegungen. Damit ist gleichzeitig bewiesen, daß auch das Magnetfeld des Heizstromes keinen Einfluß hat. Das ist ja bei den untersuchten Röhren, deren Gitter aus zum Glühdraht parallelen Stegen bestand, von vornherein zu erwarten, denn durch dieses Magnetfeld werden die Elektronen ja nur in axialer Richtung abgelenkt. Die Stromverteilung kann sich demnach nicht ändern.

Den gleichen Schluß kann man ziehen, wenn man berücksichtigt, daß die Glühelektronen nicht alle genau radial

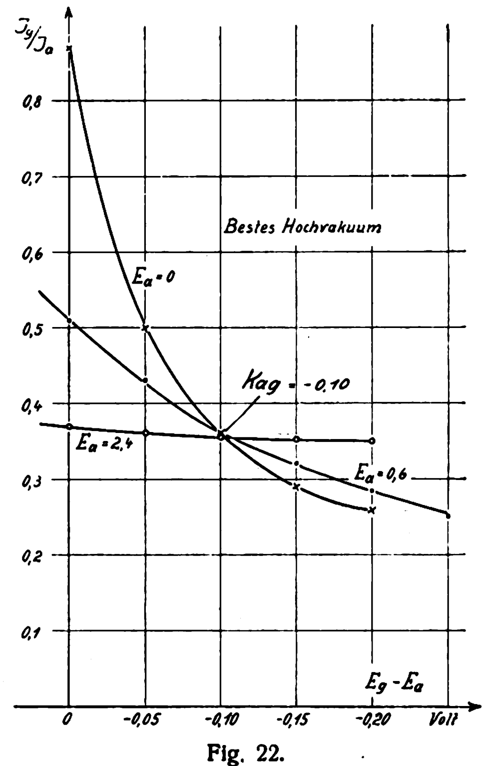


Fig. 22.
Bestimmung der Voltaspannung K_{ag} aus der Stromverteilung.

aus der Kathode herausfliegen, sondern daß auch axiale Geschwindigkeitskomponenten vertreten sind. Etwas anders liegt die Sache jedoch bei den tangentialen Komponenten. In Fig. 23 ist ein Schnitt durch den Glühdraht gezeichnet. Für den beliebig herausgegriffenen Punkt A stellt der gestrichelte Vektor die Anfangsgeschwindigkeit $\mathfrak{v}_0$ eines Elektrons dar. Der strichpunktierte Vektor bedeutet die Ge-

schwindigkeit $\mathfrak{v}_a$, die dem Elektron infolge der äußeren Feldstärke im Punkte A zukommen würde. Diese Feldstärke, bzw. auf unsern Fall angewendet die Steuerspannung, ist in Fig. 23 links groß, rechts klein angenommen. Man sieht, daß der resultierende Vektor $\mathfrak{v}$ in beiden Fällen eine andere Richtung hat. Durch den Einfluß der tangentialen[40]) Anfangsgeschwindigkeitskomponenten könnte also eine Aenderung der Stromverteilung hervorgerufen werden.

Man kann aber von vornherein sagen, daß die Aenderung nur sehr klein sein kann, und zwar infolge des im allgemeinen sehr geringen Durchmessers des Glühdrahts. Es

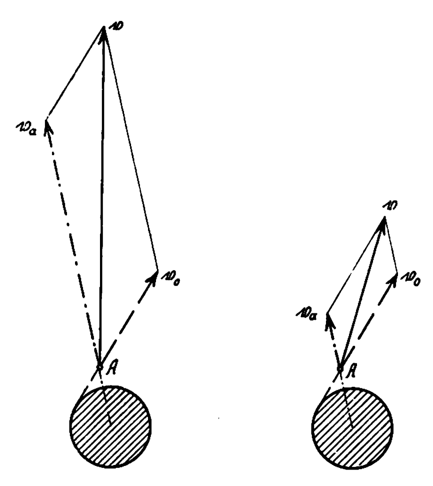


Fig. 23.
Die seitlichen Geschwindigkeitskomponenten.

wurde aber außerdem die Einflußlosigkeit der tangentialen Komponenten noch indirekt experimentell nachgewiesen. Erteilt man nämlich den Bahnrichtungen der Elektronen künstlich tangentiale Komponenten mit Hilfe eines koaxialen äußeren Magnetfeldes, so ändert sich die primäre Stromverteilung in keiner Weise. Das liegt daran, daß bei $Eg_{corr} = Ea_{corr}$ der Ablenkungswinkel β nahezu 0 ist. Dann ist es aber ohne weiteres klar, daß z. B. der Anodenstromanteil auf der einen Seite (azimutal gerechnet) der

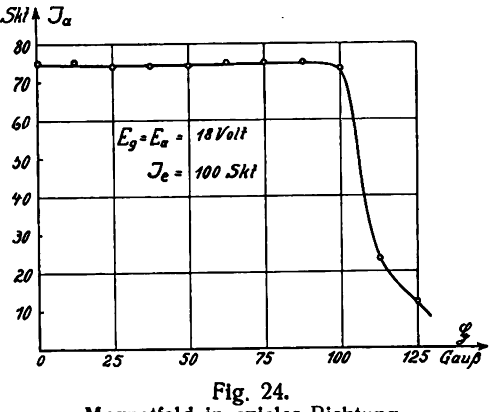


Fig. 24.
Magnetfeld in axialer Richtung.

Gitterstege um eben so viel verstärkt wird, wie er auf der andern Seite geschwächt wird. — Erst bei sehr großen Feldstärken sinkt der Anodenstrom wegen der bekannten Magnetronwirkung steil ab. Ein Beispiel eines solchen Versuchs zeigt Fig. 24[41]).

Ein schwerwiegender Beweis für die Einwandfreiheit der oben beschriebenen Voltaspannungsmeßmethode dürfte übrigens allein schon in der Tatsache liegen, daß man es überhaupt durch geeignete Wahl von K_{ag} in (18) erreichen kann, daß man in Fig. 21 eine genau horizontale Gerade bis ins Gebiet der Gegenspannungen hinein erhält, bzw. daß sich alle Kurven von Fig. 22 in einem Punkte schneiden.

Nach dem vorstehenden empfiehlt sich die neue Methode ganz allgemein zur Messung von Voltaspannungen. Gegenüber dem Schottkyschen Verfahren der Bestimmung aus den Anlaufströmen hat sie folgende Vorzüge.

Die Durchführung der Messung ist wesentlich einfacher. Man braucht keine Aequipotentialkathode, die mit der Verwendung des rotierenden Schalters verbundenen Unbequemlichkeiten und Fehlerquellen fallen also weg. Damit erreicht man auch eine größere Genauigkeit. Während man diese bei der Anlaufstrommethode auf vielleicht 0,02 Volt veranschlagen kann, beträgt sie bei der neuen Methode etwa 5 Millivolt.

Ferner konnte Schottky immer nur das Kontaktpotential zwischen einer kalten und einer heißen Elektrode messen. Sollte dasselbe zwischen zwei beliebigen Materialien bestimmt werden, so mußten diese nacheinander als Anoden bei ein und demselben, aus einem dritten Material bestehenden Glühdraht benutzt werden. Das ist

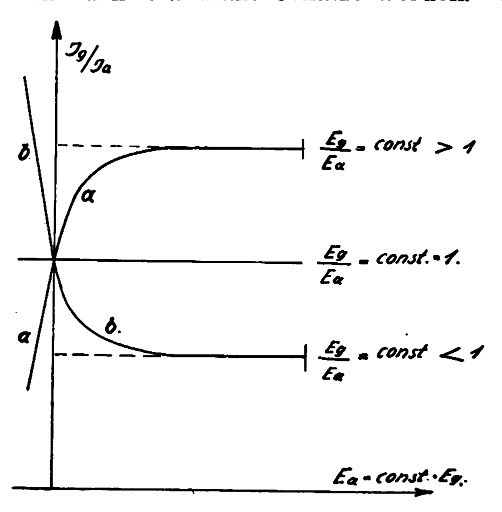


Fig. 25.
Stromverteilung bei gutem Vakuum.

natürlich sehr umständlich. Das zwischendurch notwendige Aufsprengen der Röhre kann außerdem leicht zu Fehlern Anlaß geben. Das neue Verfahren gestattet dagegen direkt, die Voltaspannung zwischen zwei kalten — oder auf beliebiger Temperatur befindlichen — Elektroden zu messen. Die Größe der beiden Kontaktspannungen gegen den Glühdraht ist ja bei solchen allgemeinen Messungen gleichgültig.

Ein weiterer Vorteil ist der, daß die Anwendbarkeit des Verfahrens nicht auf ebene oder zylindersymmetrische Anordnung beschränkt ist. Auch bei beliebig geformten Elektroden muß ja, wenn nur die Bedingung (18) erfüllt ist, die Stromverteilung unabhängig von den Absolutwerten der Spannung sein. Das letztere gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, daß die seitlichen Anfangsgeschwindigkeitskomponenten nicht stören, was von Fall zu Fall durch Ueberlegungen oder Experimente klarzustellen wäre.

Unbedingt erforderlich ist aber völlige Abwesenheit von Raumladungen, auch bei kleinsten Spannungen und sogar bei geringen Gegenspannungen. Man muß also mit sehr schwachen Strömen (ca. 10^{-7} Amp.) und in extremem Hochvakuum arbeiten. Die letzte Forderung macht einige Schwierigkeiten. Unter den untersuchten

[40]) Bei Schraubengitterröhren sind natürlich gerade umgekehrt die axialen Komponenten gefährlich.

[41]) Man vergleiche hierzu die Ausführungen und Abbildungen der §§ 7—9 der früheren Arbeit.

technischen Rohren war keines, das sie erfüllte! Diese Frage wird im folgenden Abschnitt eingehend behandelt werden.

G. Eine Hochvakuumprüfmethode.

Im vorigen Kapitel wurde immer nur die Stromverteilung bei $E_{g_{corr}} / E_{a_{corr}} = 1$ betrachtet. Wir fragen uns jetzt, was geschieht, wenn dieses Verhältnis größer oder kleiner als 1 ist. Dann muß sich das Bild von Fig. 25 ergeben. Würden nämlich sämtliche Elektronen ohne jede Anfangsgeschwindigkeit aus dem Glühdraht austreten, könnte also keines von ihnen gegen eine auch noch so kleine Gegenspannung anlaufen, so würde man für J_g / J_a horizontale Gerade in der dem jeweiligen Wert von E_g / E_a entsprechenden Höhe (die gestrichelten Linien) erhalten. Bei $E_{g_{corr}} / E_{a_{corr}} = 1$ wird nach den Ausführungen des vorigen Abschnitts J_g / J_a durch die Anfangsgeschwindigkeitsverteilung nicht beeinflußt; hier erhält man also immer eine Gerade. Im übrigen wird stets die Elektrode mit dem — absolut genommen — kleineren Potential bevorzugt.

Bei den untersuchten technischen (meist *BF*-) Rohren gelang es jedoch niemals, den Verlauf von Fig. 25 zu messen. Die Kurven sahen vielmehr stets so aus wie Fig. 26

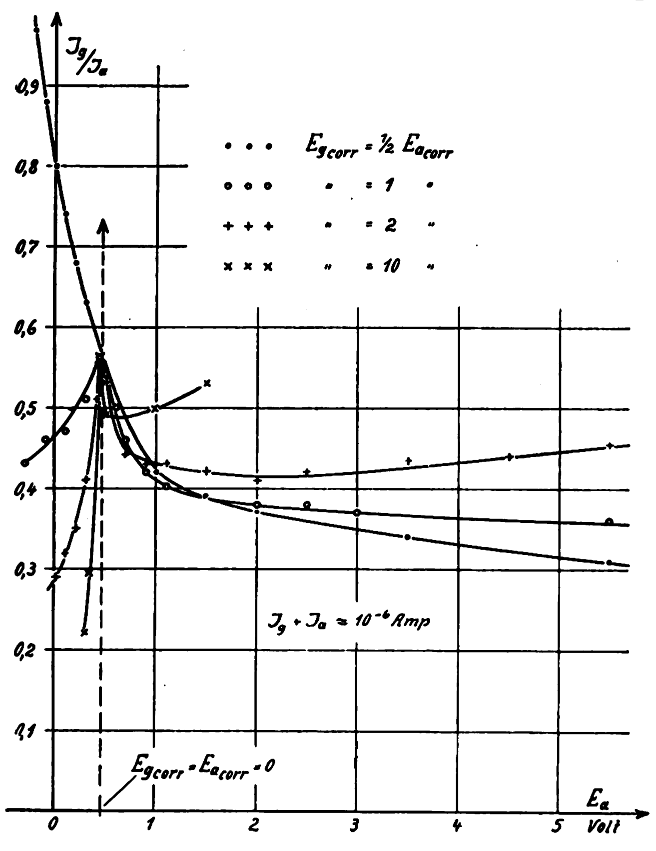


Fig. 26.
Stromverteilung bei schlechtem Vakuum.

zeigt. Man bemerkt, daß bei einer bestimmten Spannung das Gitter in der Stromverteilung stark bevorzugt wird, für $E_{g_{corr}} / E_{a_{corr}} \geqq 1$ tritt eine ausgeprägte Spitze auf[42]). Aus dem Umstand, daß an dieser Stelle alle Kurven durch einen Punkt gehen, muß man schließen, daß dort der wahre Nullpunkt der Spannungen liegt, daß also dort $E_{g_{corr}} = E_{a_{corr}} = 0$ ist[43]). Diese Erscheinungen schienen zunächst vollkommen unerklärlich. Folgende Beobachtung führte jedoch auf den richtigen Weg.

Die Höhe der Spitze änderte sich nämlich, wenn bei eingeschalteter Heizung einige Minuten lang eine hohe Spannung an Gitter oder Anode der Röhre gelegt worden war. In Fig. 27 ist J_g/J_a für $E_{g_{corr}}/E_{a_{corr}} = 5$ über E_a aufgetragen. Die unterste Kurve (I) gehört mit zu denen

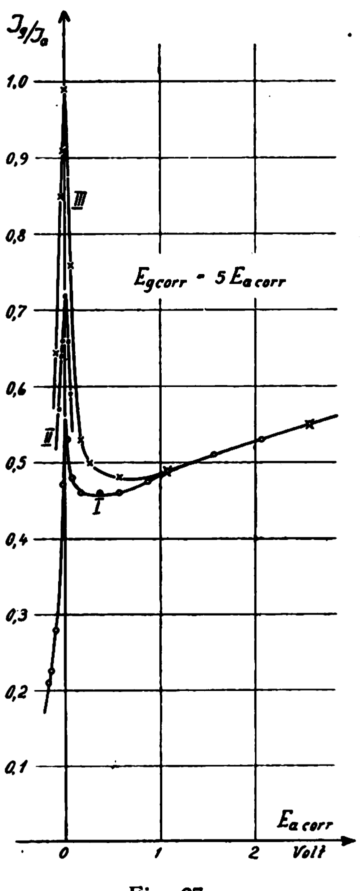


Fig. 27.
Normales *BF*-Rohr.

von Fig. 26 (dort weggelassen). Nach deren Aufnahme lagen fünf Minuten lang 25 Volt am Gitter, worauf die mittelste Kurve (II) gemessen wurde. Nachdem dann 15 Minuten lang 90 Volt am Gitter gelegen hatten, erhielt man die oberste (III). Alle drei Spitzen liegen über derselben Spannung ($E_{a_{corr}} = E_{g_{corr}} = 0$). Von $E_{a_{corr}} = 1$ Volt an laufen sämtliche Kurven zusammen. Am folgenden Tage lag die Spitze wieder zwischen I und II bei $J_g / J_a = 0{,}68$.

Aus einer Anzahl von Versuchen ging hervor, daß das einzige, was sich in der Röhre geändert haben konnte, das Vakuum war. Allerdings ergab sich nach der üblichen Stoßionisationsmethode von Rukop und Hausser vor- und nachher innerhalb der Fehlergrenzen derselbe Gasdruck von etwa 10^{-8} mm Hg.

Es wurde nun ein *BF*-Rohr aufgesprengt und an die Glasdiffusionspumpe angeschmolzen. Nach 36stündiger Entgasung wurde für $E_g = E_a$ Kurve I in Fig. 28 erhalten. Beim Beginn der Messungen klebte in der Kapillaren des Mc Leod-Manometers der Quecksilberfaden beim Zurückgehen etwa 10 mm lang[44]). Nach halbstündigem Glühen erhielt man Kurve II, nach abermals 15 Minuten Betrieb Kurve III. Jetzt riß der Hg-Faden schon bei 3 mm Höhendifferenz ab. Der Glühdraht wurde nun nochmals einen

[42]) Dies ist der Grund für die Bemerkung von Seite 193, daß in Fig. 22 mindestens drei Kurven aufgenommen werden müssen.

[43]) Auf dieser Tatsache läßt sich eine weitere Voltaspannungsmeßmethode aufbauen, auf die aber hier nicht eingegangen werden soll, da die oben angegebene einfacher und genauer ist.

vollen Tag energisch entgast. Danach ergab sich Kurve IV![45])

Jetzt wurde die Pumpanordnung abgeändert. Direkt an die Versuchsröhre wurde ein Rohr angeschmolzen, das mit Kokosnußkohle gefüllt war (Fig. 29). Nachdem alles wieder gut entgast worden war, wurde das Absorptionsrohr ebenso wie die natürlich schon bei den vorhergehenden Versuchen benutzte Quecksilberdampffalle in flüssige Luft getaucht. Die Messung ergab Kurve V; die geringe Abweichung nach unten bei Gegenspannungen verschwand, nachdem K_{ag} richtig gewählt war. Die Bevorzugung des Gitters trat jedoch wieder auf, wenn die flüssige Luft von dem Kohlerohr entfernt wurde.

Damit ist erwiesen, daß der Grund für das eigenartige Verhalten von J_g/J_a in den Fig. 26 bis 28 ungenügendes Vakuum ist. Bevor jedoch eine auf die physikalischen Grundlagen im einzelnen eingehende Erklärung der be-

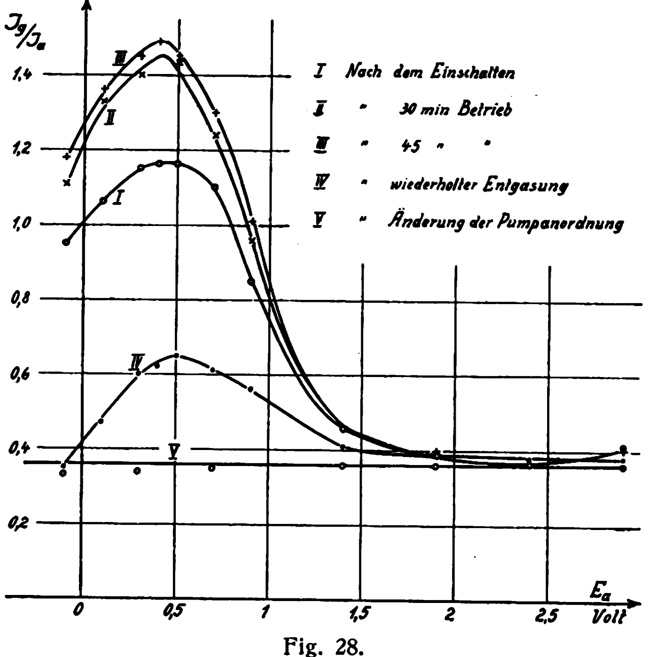


Fig. 28.
An die Pumpe angeschmolzenes BF-System.

schriebenen Erscheinung mitgeteilt wird, sollen noch weitere Versuche angestellt werden.

Schon jetzt aber darf auf die Tatsache hingewiesen werden, daß das Auftreten der horizontalen Geraden von Fig. 21 bzw. das Sichschneiden aller Kurven von Fig. 22 in einem Punkte ein Kriterium für höchstes Vakuum ist, welches das von Rukop und Hausser angegebene an Schärfe noch übertrifft.

Die im vorstehenden mitgeteilten Untersuchungen wurden ausgeführt im Institut für Schwachstromtechnik an der Technischen Hochschule zu Dresden.

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor H. Barkhausen, möchte ich auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank für seine freundliche Anteilnahme und Unterstützung aussprechen.

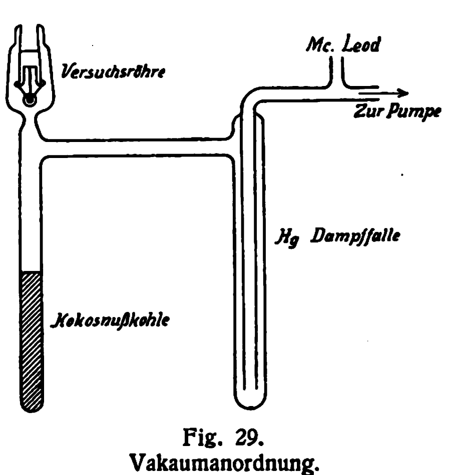


Fig. 29.
Vakaumanordnung.

Zusammenfassung.

Es wird eine Formel für die Stromverteilung in Dreielektrodenröhren (ebener und zylindersymmetrischer Anordnung) abgeleitet und diskutiert. Die Gültigkeitsgrenzen dieser Formel sowie sämtliche Fehlerquellen werden eingehend erörtert und, soweit nötig, experimentell untersucht.

Zwecks weiterer Klärung wird ein graphisches Näherungsverfahren zur Konstruktion der Elektronenbahnen in einer Steggitterröhre entwickelt.

Aus der Aenderung der Stromverteilung bei verschieden starker Heizung können Schlüsse auf die jeweilige Dicke der um den Glühdraht lagernden Raumladungselektronenwolke gezogen werden. Auch Raumladungen zwischen Gitter und Anode werden so nachgewiesen.

Aus den Unterschieden der mit und ohne rotierendem Schalter aufgenommenen Kurven wird die wirksame Länge des Glühdrahts bestimmt.

Die praktischen Anwendungen des Stromverteilungsproblems bei Doppelgitter- und Senderöhren, sowie bei Sekundärstrahlungsmessungen werden erörtert, wobei im letzteren Falle teilweise auf die Untersuchungen einer früheren Arbeit verwiesen wird.

Es wird gefunden, daß mit Hilfe von Stromverteilungsmessungen die Voltaspannung zwischen Gitter und Anode mit sehr großer Genauigkeit (± 5 mV) bestimmt werden kann.

Zum Schluß wird eine äußerst empfindliche Hochvakuumprüfmethode beschrieben.

(Eingegangen am 22. Dezember 1927.)

[44]) Dem entsprach ein Hg-Druck von $\ll 10^{-6}$ mm. Dabei ist natürlich zu beachten, daß innerhalb des Anodenzylinders ein ganz anderer Druck herrschen konnte. Die Angaben des Mc Leod sind ja bekanntlich in dieser Beziehung nur mit großer Vorsicht zu verwenden.

[45]) Bei an die Pumpe angeschmolzenen Röhren war ein Einfluß von hohen Spannungen auf die Höhe der Spitze nicht zu bemerken. Dieser Einfluß scheint eine Eigentümlichkeit der Siemensschen Rohre zu sein, die übrigens auch sonst verschiedene Besonderheiten zeigen. Es würde jedoch zu weit führen, darauf näher einzugehen.

Bemerkung zu der Arbeit von E. Döring: „Über den Einfluß hoher ohmscher Anoden-Widerstände auf den Gitterwiderstand von Verstärkerröhren."[1])

Von **Manfred von Ardenne,** Berlin.

Das wesentliche Ergebnis der Arbeit von E. Döring ist, daß in Schaltungen, wo die Röhren mit hohen ohmschen Anodenwiderständen arbeiten, geringe Gasreste nichts schaden. Es wird in der Zusammenfassung gesagt, daß die hohen ohmschen Widerstände so wirken, als ob das Rohr ein besseres Vakuum angenommen hätte. Zu dieser Veröffentlichung erlaubt sich der Verfasser unter anderen auf seinen Aufsatz „Eine einfache Methode zur Messung von Gitterströmen"[2]) hinzuweisen, wo auf Seite 389 Folgendes ausgeführt ist: „In diesem Zusammenhang verdient noch erwähnt zu werden, daß geringe Gasreste in Röhren, die in Verbindung mit hohen Anodenwiderständen arbeiten, direkt nichts schaden. Deutlich geht dies aus dem Vergleich der Messungen hervor. Der Grund hierfür liegt darin, daß, sobald nur geringe Anodenströme fließen, die negativen Gitterströme, die immer zum Anodenstrom in einem bestimmten Verhältnis stehen, völlig zu vernachlässigen sind." Vorher ist in dem Aufsatz des Verfassers kurz darauf hingewiesen, daß infolge der hier meist geringen Anodenspannung an der Röhre die positiven Gitterströme schon etwas früher einsetzen. Dieser Effekt ist auch aus den von E. Döring veröffentlichten Messungen zu erkennen.

(Eingegangen am 15. Mai 1918)

[1]) ds. Jahrbuch 31, S. 116, 1928, Heft 4.
[2]) Funk Bastler 1927, Heft 27, S. 387.

Referate.

M. Grützmacher. Eine neue Methode der Klanganalyse. Zeitschr. f. techn. Physik **8**, S. 506 bis 509, 1927, und Elektrische Nachrichten-Technik **4**, S. 533 bis 545, 1927.

Es wird ein Verfahren beschrieben, das direkt die Teiltöne eines Frequenzgemisches photographisch aufzuzeichnen gestattet. Prinzipiell geschieht dies derart, daß dem zu untersuchenden Frequenzgemisch eine reine sinusförmige Hilfsspannung überlagert wird. Die Frequenz dieser Hilfsspannung wird kontinuierlich über den gesamten Frequenzbereich des Frequenzgemisches verändert. Jedesmal, wenn sie dann in die Nähe eines Teiltones des Frequenzgemisches kommt, entstehen Schwebungen, die durch eine geeignete Gleichrichtung in Differenztöne umgewandelt und aufgezeichnet werden.

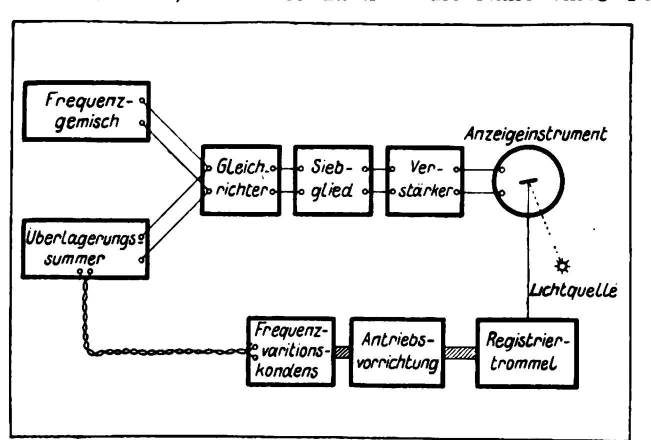


Fig. 1 Prinzipschaltbild einer Klanganalyse.

Die technische Ausführung einer solchen Klanganalyse durch Ueberlagerung ist in Fig. 1 schematisch skizziert. Die Hilfsspannung wird von einem Ueberlagerungssummer geliefert, da dieser eine konstante Wechselspannung über den Bereich von 60—10 000 Hertz durch einfaches Drehen seines Frequenzvariationskondensators um 180° zu erzeugen vermag. Die Gleichrichtung geschieht durch Arbeiten auf einem quadratischen Teil einer Röhrenkennlinie. Eine solche Stelle läßt sich verhältnismäßig leicht durch eine Kontrollmessung mit einem reinen Ton finden, wobei auf Verschwinden der Differenztöne höherer Ordnung geachtet werden muß. Hinter dem Gleichrichter befindet sich ein elektrisches Siebglied, das nur die Differenztöne und nicht die gleichzeitig bei der Gleichrichtung entstehenden übrigen Kombinationstöne hindurchläßt. Sein Durchlässigkeitsbereich ist also nach sehr tiefen Frequenzen, etwa 0—20 Hertz verlegt.

Aus der Fig. 1 ist weiter die feste Kopplung des Frequenzvariationskondensators mit der Registriertrommel der Aufzeichnungsvorrichtung zu ersehen. Das photographische Papier wird also gleichzeitig mit der Frequenzänderung vorwärts bewegt und die jeweils den Teiltönen entsprechenden Differenztöne durch den Lichtstrahl aufgezeichnet.

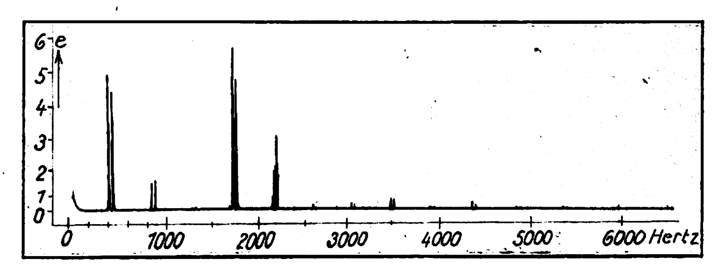


Fig. 2. Klang einer Geigen A-Seite.

Die Vorteile der Methode liegen zunächst einmal in der Verwendung eines festen Resonanzkreises, da hierdurch sowohl die tiefen wie namentlich die höchsten Frequenzen mit gleicher Genauigkeit analysiert werden können. Auch ist die Auswertung im Gegensatz zu anderen Resonanz-

methoden wie auch graphischen Analysierverfahren erheblich vereinfacht, da das Problem des für alle Frequenzen gleichmäßig mitschwingenden Resonanzindikators auf das Problem einer über alle Frequenzen in der Amplitude konstanten Sinusspannung zurückgeführt worden ist. Einen weiteren Vorteil bildet die selbsttäige Aufzeichnung. Es wird so möglich, auch kürzer andauernde Klänge wie beispielsweise Vokale oder Instrumentaltöne zu analysieren. Eine Grenze bildet hier nur die Einschwingzeit des elektrischen Siebgliedes. Sie ist bekanntlich umgekehrt

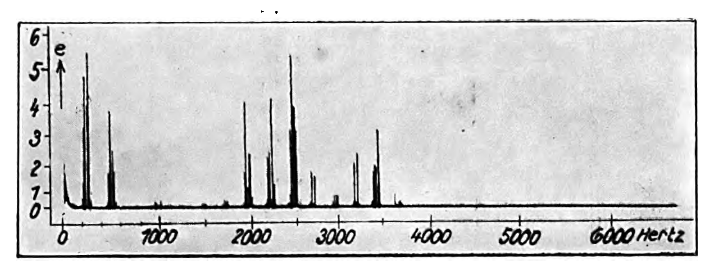


Fig. 3. Klangbild des Vokals „i".

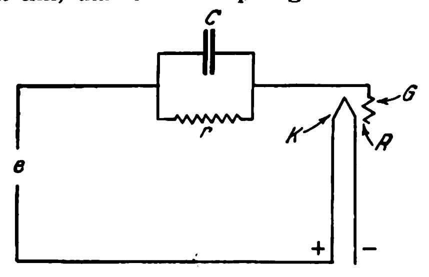
proportional dem Durchlässigkeitsbereich. Wir dürfen also nur bei langsamer Geschwindigkeit der Frequenzänderung eine große Analysierschärfe erwarten und umgekehrt.

Als Meßbeispiel sind in den Fig. 2 und 3 Klangbilder des Tones a auf einer Geige gespielt und der Vokal „i" von einer männlichen Versuchsperson gesprochen wiedergegeben. Auffallend ist bei dem Geigenton die große Anzahl von Obertönen bis hinauf zu den höchsten Frequenzen 5000—6500 Hertz. Bei dem Vokal „i" können deutlich die beiden Formantgebiete um 500 und um 2000—3500 Hertz erkannt werden. G r ü t z m a c h e r.

W. van B. Roberts. B e m e r k u n g ü b e r d e n E m p f a n g m i t G i t t e r k o n d e n s a t o r u n d A b l e i t u n g s w i d e r s t a n d. (Note on detection by grid condenser and leak.) Aus dem Technical and Test Dpt. der Radio Corporation of America. Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 793—796, 1927.

Die gewöhnliche Auffassung der in der nebenstehenden Figur dargestellten Anordnung ist die, daß der Widerstand R zwischen dem Gitter G und der Glühkathode K sehr groß sei gegen den Ableitungswiderstand r. Daraus folgt dann, daß das ganze im wesentlichen wie ein Kondensator C mit parallel geschaltetem Widerstand r wirkt und daß die Zeitkonstante $= C \cdot r$ ist. Praktisch ergibt sich daraus die Forderung, daß diese Zeitkonstante klein sein muß gegen die Perioden der höchsten Töne, die beim Rundfunkempfang noch gut wiedergegeben werden sollen.

Gegen diese Auffassung wendet sich der Verfasser. Er weist darauf hin, daß beim Empfang mit Gitterkondensator



und Ableitungswiderstand das Gitter meist etwas positive Spannung gegen die Kathode hat und deshalb der Widerstand Gitter-Kathode (R) keineswegs groß gegen den Ableitungswiderstand r, unter Umständen sogar sehr viel kleiner als dieser sei. Er untersucht unter dieser Voraussetzung, wie weit bei Telephonieempfang die Amplitude der Niederfreqenz-Komponente in der Gitterspannung von der Frequenz abhängt, d. h. also in welchen Grenzen auf eine verzerrungsfreie Wiedergabe zu rechnen ist. Er kommt zu dem Schluß, daß unter den praktischen Verhältnissen, d. h. $R \ll r$ die Empfangsqualität eine sehr gute sein kann, auch dann, wenn der Gitterkondensator C verhältnismäßig große Kapazität besitzt. Die vielfach verbreitete Ansicht, daß zur Erzielung einer guten Wiedergabe entweder die Kapazität des Gitterkondensators oder der Ableitungswiderstand unangenehm klein sein müsse, ist danach nicht berechtigt.

J. Z e n n e c k.

V. G. Smith. M a t h e m a t i s c h e S t u d i e ü b e r H o c h f r e q u e n z v e r s t ä r k u n g. (A mathematical study of radio frequency amplification.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 525—536, 1927.

Die Absicht bei der Arbeit ist die, den Fall der Stufe eines Mehrfach-Hochfrequenzverstärkers mit Transfor-

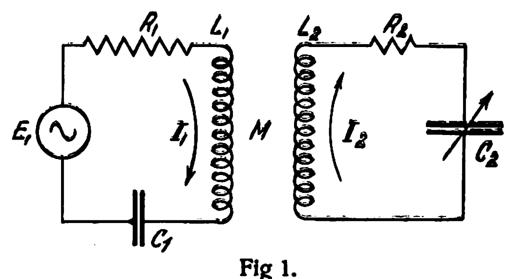


Fig 1.

matorkopplung und Abstimmungskreis auf den Fall von zwei gekoppelten Kreisen zurückzuführen.

Bezeichnet im letzteren Fall X die reelle Reaktanz und Z die reelle Impedanz eines Kreises, so bestehen folgende Bedingungen für einen maximalen Strom im Sekundärkreis (Fig. 1):

1. wenn nur M veränderlich ist: $\omega^2 M^2 = Z_1 Z_2$ (1)

2. bei veränderlichem X_2 (z. B. C_2): $X_2 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_1^2} \cdot X_1$ (2)

3. bei veränderlichem X_1: $X_1 = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2^2} \cdot X_2$. (3)

Diese Bedingungen sind nicht unabhängig voneinander. Sind zwei erfüllt, so wird automatisch der dritten genügt. Alle drei Bedingungen sind befriedigt, wenn

$$\frac{X_1}{R_1} = \frac{X_2}{R_2} \quad (4)$$

$$\omega^2 M^2 = Z_1 Z_2 = R_1 R_2 + X_1 X_2 = \frac{R_2}{R_1} \cdot Z_1^2$$

Sind die Bedingungen 4 und 5 erfüllt, so ist

$$J_1 = \frac{E_1}{2 R_1}; \; J_2 = \frac{E_1}{2 \sqrt{R_1 R_2}} \quad (5)$$

und für den sekundlichen Energieverbrauch im Primär- (N_1) und Sekundärkreis (N_2) gilt

$$N_1 = J_1^2 R_1 = \frac{E_1^2}{4 R_1}; \; N_2 = J_2^2 R_2 = \frac{E_1^2}{4 R_1} = N_1.$$

Besonders behandelt wird noch der Fall (2) (X_2 veränderlich), und zwar in der Absicht, den Einfluß der Kopplung (M) zur Darstellung zu bringen. Der maximale Sekundärstrom ist in diesem Fall

$$J_{2\,max} = \frac{E_1}{\frac{\omega M}{Z_1} \cdot R_1 + \frac{Z_1}{\omega M} \cdot R_2}.$$

Er wird in der Arbeit in Abhängigkeit von M unter folgenden Annahmen berechnet: $R_1 = 30$, $R_2 = 10\ \Omega$, $L_1 = 100$, $L_2 = 290\ \mu H$, $C_1 = 320$, $C_2 = 350\ \mu\mu F$, $E_1 = 1$ mV; Eigenwellenlänge des Primärsystems $= 337$ m, Wellenlänge

der auf das Primärsystem einwirkenden EMK 350 bzw. 200 bzw. 550 m. Die Kurven sind in Fig. 2 wiedergegeben. Sie

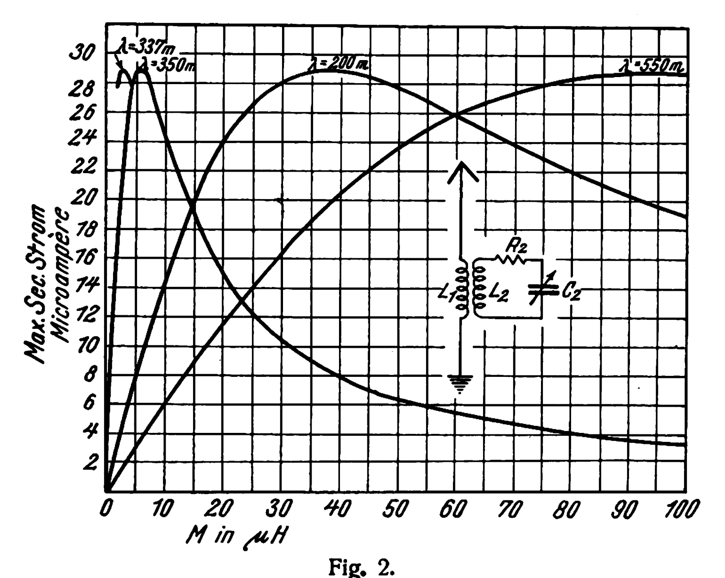


Fig. 2.

zeigen die Notwendigkeit einer sehr losen und sehr gut einregulierten Kopplung, wenn die Eigenfrequenz des Primärsystems in der Nähe der Frequenz der äußeren EMK liegt.

Will man diese Beziehungen auf eine Stufe eines Mehrfach-Hochfrequenzverstärkers anwenden, so hat man

$$E_1 = \mu E_g;\; R_1 = R_p$$

(R_p = innerer Widerstand, μ = Verstärkungszahl der Röhre) zu setzen.
Es ergibt sich dann für die Spannung E_{g2} die auf das Gitter der nächsten Stufe wirkt,

$$E_{g2} = \frac{1}{\omega C} \cdot J_2$$

oder in praktischen Fällen annähernd $= \omega L J_2$. Man erhält dann, wenn die Maximumsbedingungen (4) und (5) erfüllt sind,

$$\frac{E_{g2}}{E_g} = \frac{1}{2} \frac{\mu}{\sqrt{R_p}} \cdot \frac{\omega L_2}{\sqrt{R_2}}$$

Der erste Bruch stellt eine Eigenschaft der Röhre allein, der zweite eine solche der Sekundärspule dar. Will man die Röhrenkapazität C_o, soweit sie für den Anodenkreis in Betracht kommt berücksichtigen, so hat man μ durch

$$\frac{\mu}{1 + j\omega C_o \cdot R_p}$$

und den inneren Widerstand R_p durch $\frac{R_p}{1 + j\omega C_o \cdot R_p}$

zu ersetzen.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Regelung der Frequenz.

Oesterr. Pat. 107 787 (Soc. française), 9. Januar 25, ausgegeben am 10. November 27.

Eine Regelung der Frequenz soll mit der in Fig. 1 dargestellten Anordnung dadurch erzielt werden, daß den durch den Hauptgenerator *H* erzeugten Schwingungen die von einem Hilfssender 1 erzeugten Schwingungen überlagert werden. Die entstehenden Schwebungswellen werden durch die Einrichtung 2 nach Verstärkung gleichgerich-

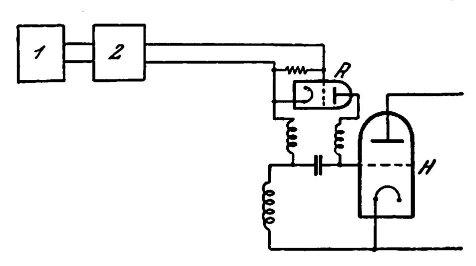


Fig. 1.

tet und dem Gitterkreis der Röhre *R* zugeführt, die als veränderlicher Widerstand im Gitterkreis der Hauptschwingungsröhre liegt. Bei Änderungen der Frequenz wird infolgedessen der Gitterkreis der Hauptröhre derart beeinflußt, daß eine Konstanthaltung der Frequenz erzielt wird.

Beseitigung der Oberwellen.

Brit. Pat. 285 654 (Lorenz), 1. März 27, veröffentlicht am 18. April 28.

Die Beseitigung störender Wellen soll erfindungsgemäß durch gegenphasige Kopplung mit zwei Uebertragungskreisen zwischen Generatorkreis und Nutzkreis erzielt werden. Beide Uebertragungskreise sind so ausgebildet, daß sie für die Nutz- und Störwellen verschiedene Charakteristik aufweisen. Bei der in Fig. 2 dargestellten Anordnung werden die Störwellen durch beide Zwischenkreise 1 und 2 derart auf den Antennenkreis übertragen, daß sie sich gegenseitig aufheben. Durch einen Sperrkreis *C, L* wird der Nutzfrequenz in dem Zwischenkreise 2 der Durchgang versperrt, so daß lediglich der Kreis 1 die Nutzwelle

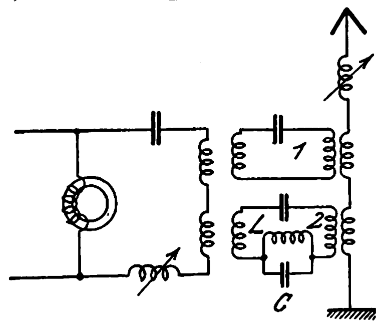


Fig. 2.

auf die Antenne überträgt. (Vgl. auch franz. Pat. 628 407, Jahrbuch **31**, 93, 1928 und D.R.P. 455 155).

Verbesserung des Wirkungsgrades von Frequenzvervielfachungs-Anlagen.

D.R.P. 457 975, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Lorenz), Pat. vom 14. Februar 24, augegeben am 29. März 28.

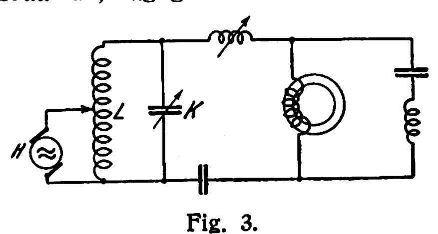


Fig. 3.

Bei der in Fig. 3 dargestellten Anordnung, bei der die Hochfrequenzmaschine *H* mit einem Teil der Spule *L* ge-

koppelt ist, soll zur Verbesserung des Wirkungsgrades ein Kondensator K parallel zur Spule L geschaltet werden. Wird der so entstehende Schwingungskreis auf ein Vielfaches der Primärfrequenz abgestimmt, so wird eine größere Leistung im Nutzkreis erzielt und außerdem werden die Oberwellen unterdrückt.

Einschaltung von Anlagen mit Frequenztransformatoren.

Brit. Pat. 283 170 (Lorenz), 6. Januar 27, veröffentlicht am 29. Februar 28.

Zur Einschaltung von Anlagen mit Frequenztransformatoren soll erfindungsgemäß so verfahren werden, daß für eine bestimmte Zeit die Selbstinduktion des Frequenztransformators durch eine Kurzschlußspule oder ähnliche Mittel heruntergesetzt wird. Bei der in Fig. 4 dargestellten Anordnung ist der Kern des Frequenztransformators T mit

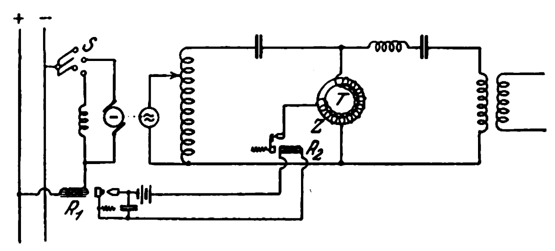


Fig. 4.

einer Kurzschlußspule Z versehen, die über ein Relais R_2 beim Einschalten des Motors durch den Schalter S zunächst kurzgeschlossen ist. Sobald der Motor eine gewisse Tourenzahl erreicht hat, wird mittels eines Relais R_1 der Gleichstromkreis unterbrochen, der das Relais R_2 speist. Infolgedessen wird nunmehr der Kurzschluß der Windung Z aufgehoben.

Röhrensender.

D.R.P. 458 310, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Huth), Pat. vom 28. August 21, Unions-Priorität vom 16. Juni 17, ausgegeben am 4. April 28, identisch mit amerik. Pat. 1 417 662, franz. Pat. 499 661, brit. Pat. 131 361.

Gemäß der Erfindung soll bei Röhrensendern die geeignete Gittervorspannung dadurch erzielt werden, daß im Gitterkreis ein Kondensator eingeschaltet ist, der durch einen Parallelwiderstand überbrückt ist.

Schaltung für Doppelgitterröhren.

D.R.P. 458 373, Klasse 21g, Gruppe 13 (Gen. Electric Co.), Pat. vom 18. Oktober 22, Unions Priorität vom 8. April 22, ausgegeben am 5. April 28.

Bekanntlich treten bei Drei-Elektrodenröhren aus der Anode leicht Sekundärelektroden aus, wenn das Gitter eine hohe positive Spannung annimmt. Zur Beseitigung der dadurch entstehenden Gitterverluste schaltet man zwischen Gitter

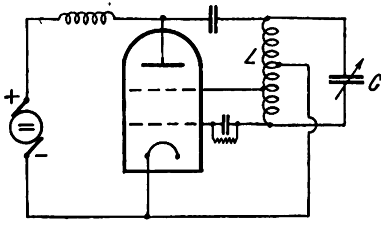


Fig. 5.

und Anode Schutzgitter ein. Erteilt man dem Schutzgitter eine konstante Spannung, während an der Anode eine Wechselspannung liegt, so kann der Fall eintreten, daß die Anodenspannung zeitweise unter die Schutzgitterspannung sinkt. Wollte man dieses verhindern, so müßte man dem Schutzgitter eine sehr niedrige Spannung erteilen, wodurch die Wirksamkeit ungünstig beeinflußt würde. Erfindungsgemäß soll die Anordnung so getroffen werden, daß das Schutzgitter mit einem solchen Punkt der Selbstinduktion L (Fig. 5) des Schwingungskreises verbunden ist, daß es weniger positiv als die Anode ist, wenn der Strom zur Anode fließt.

Die Wirksamkeit kann auch noch dadurch verbessert werden, daß man die Anode als schwarzen Körper ausbildet oder mit einer rauhen Oberfläche versieht, oder ein geeignetes Metall, wie z. B. Kupfer oder Nickel, wählt, so daß der Austritt von Sekundärelektroden nicht so leicht vor sich geht.

Erregung transversaler- oder Torsions-Schwingungen bei Piezokristallen.

Brit. Pat. 284 357 (Giebe, Scheibe), 28. Januar 27, veröffentlicht am 21. März 28.

Zur Erregung transversaler- oder Torsionsschwingungen wird der Piezokristall PP (Fig. 6) durch ein ungleich-

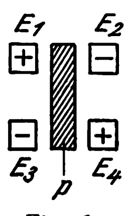


Fig. 6.

förmiges Wechselfeld mit Hilfe mehrerer Elektroden E_1, E_2, E_3, E_4 erregt. Bei richtiger Orientierung des Kristallschnittes und der Stellung der Elektroden kann erreicht werden, daß der Kristall um die optischen Achsen schwingt.

Piezoelektrischer Oszillator.

D.R.P. 457 890, Klasse 21a[4], Gruppe 13 (Int. Gen. Electric Co.), Pat. vom 7. März 26, Unions Priorität vom 14. Juli 25, ausgegeben am 26. März 28, identisch mit franz. Pat. 622 723.

Die Schwingungen eines piezoelektrischen Oszillators werden zum Teil durch die Bedingungen beeinflußt, unter denen der Oszillator arbeitet. Um die Schwingungsfrequenz möglichst konstant zu halten, soll der piezoelektrische Oszillator erfindungsgemäß innerhalb eines evakuierten Gefäßes angeordnet sein, wie dies die Abb. 7 zeigt. Um die Dämpfung möglichst zu verringern, werden zweckmäßig Elektroden mit konvexen Anlageflächen E_1, E_2 benutzt, die in einem federnden Bügel B befestigt sind.

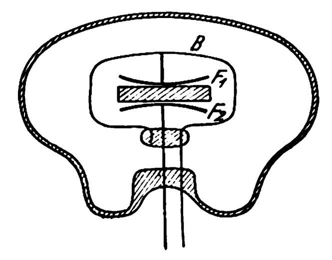


Fig. 7.

Piezoelektrische Dämpfung mechanisch-schwingerder Körper.

D.R.P. 457 316, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 9. April 26, ausgegeben am 21. März 28, identisch mit brit. Pat. 269 192.

Bei schwingenden mechanischen Körpern ist häufig z. B. für Lichtsteuerung die geringe Dämpfung störend, da die Zeitkonstante für einen schnellen Steuervorgang zu groß ist. Erfindungsgemäß soll eine Dämpfung dadurch erzielt

werden, daß der Piezokristall P (Fig. 8) oder der mit einem Piezokristall verbundene, schwingende mechanische Körper mit einem elektrischen Verbraucherkreis verbunden ist. Dieser Kreis kann in einfachen Fällen aus einem Wider-

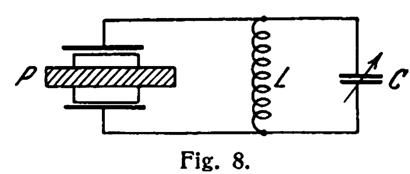


Fig. 8.

stand, einer Kapazität oder einer Spule bestehen. Zweckmäßig verwendet man einen Schwingungskreis L, C, durch dessen Abstimmung die Dämpfung geregelt werden kann.

Tragbarer Kurzwellensender.

Brit. Pat. 284 237 (Lorenz), 25. Januar 27, veröffentlicht am 21. März 28.

Eine möglichst einfache Anordnung für tragbare Kurzwellensender soll dadurch erzielt werden, daß ein aperiodischer Anodenkreis mit der Schwingungsröhre verbunden ist, und mit diesem aperiodischen Anodenkreis eine abgestimmte Antenne veränderlich angekoppelt ist. Diese Ankopplung kann induktiv oder kapazitiv sein. Fig. 9 zeigt eine kapazitive Kopplung, die aus den festen Kondensatoren C und dem veränderlichen Kondensator C_1 besteht.

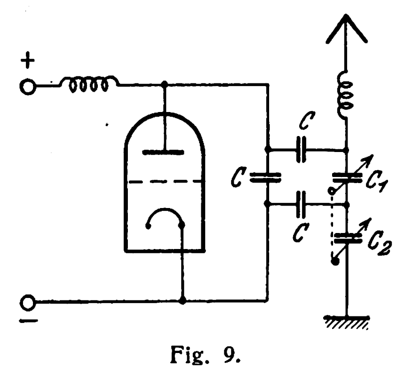


Fig. 9.

Die Kopplung kann mit Hilfe des Kondensators C_1 geändert werden. Der Kondensator C_1 ist mit dem Antennenabstimmkondensator C_2 mechanisch so gekoppelt, daß bei Änderung des Kondensators C_1 die Abstimmung der Antenne ungeändert bleibt.

Kurzwellensender.

Brit Pat. 284 690 (Telefunken), 5. Februar 27, veröffentlicht am 28. März 28.

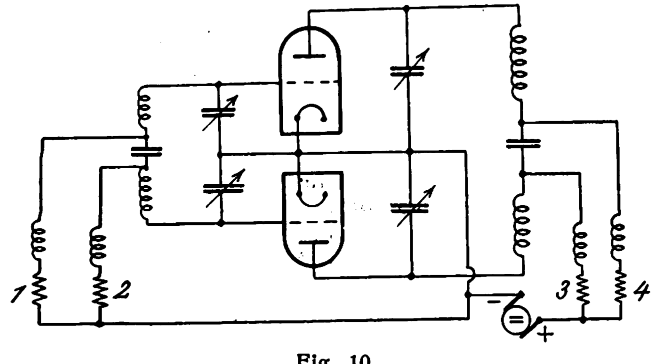


Fig. 10.

Bei der in Fig. 10 dargestellten Doppelröhrenschaltung zur Erzeugung kurzer Wellen sollen für jede Röhre getrennte Widerstände 1, 2, 3, 4 in den Stromzuführungszweigen angeordnet werden. Durch diese Anordnung sollen Störungen infolge der Ungleichmäßigkeit in den Arbeitsbedingungen der Röhren beseitigt werden.

Beseitigung von Schwächungsperioden bei Gleichwellentelephonie.

Brit. Pat. 284 665 (Lorenz), 3. Februar 27, veröffentlicht am 28. März 28.

Bei Sendeeinrichtungen, bei denen eine Anzahl von Stationen die gleiche Wellenlänge benutzen und von einer Zentralstation gesteuert sind, sollen Empfangsstörungen durch Interferenz dadurch beseitigt werden, daß die Phase, Amplitude oder Frequenz einer oder mehrerer Sendestationen periodisch mit Überhörfrequenz geändert werden soll.

Modulation bei Kurzwellensendern.

Amerik. Pat. 1 654 195 (Taylor, Young), 6. August 25, Pat. vom 27. Dezember 27.

Bei der in Abb. 11 dargestellten Anordnung arbeitet ein piezogesteuerter Steuersender 1 auf eine Röhre 2, in der eine Frequenzerhöhung stattfindet. Nach der Frequenzvervielfachung werden diese Steuerströme auf die Hauptröhre

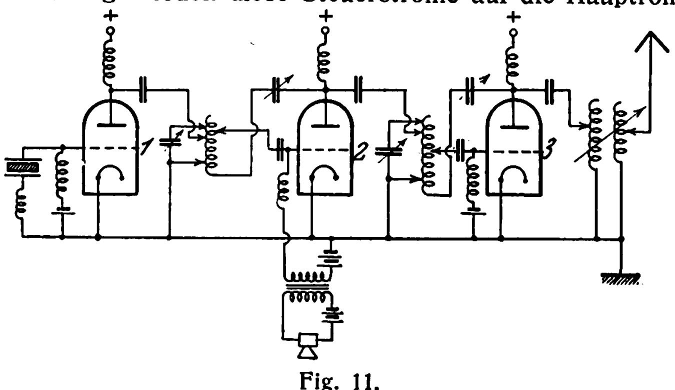


Fig. 11.

3 zur Steuerung übertragen. Die Modulation soll dadurch bewirkt werden, daß eine Beeinflussung der Röhre 2, d. h. also derjenigen Röhre, vorgenommen wird, durch welche die Frequenztransformation erfolgt.

Modulation bei Röhrensendern.

Amerik. Pat. 1 654 281 (Davis), Pat. vom 27. Dezember 27.

Bei der in Fig. 12 dargestellten Anordnung soll die Schwingungsenergie der Schwingungsröhre H durch die Modulationsröhre M dadurch beeinflußt werden, daß beide Anodenkreise Transformatoren T_1, T_2 enthalten, deren Sekundärwicklungen zu einem Kreis verbunden sind, der ein

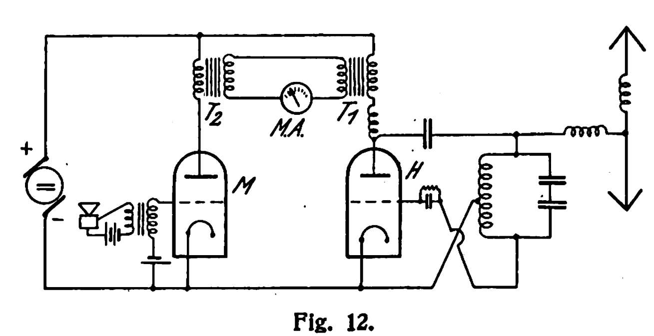


Fig. 12.

Meßinstrument $M.A.$ enthält, das zum Anzeigen des Modulationsgrades dient. Durch diese Anordnung soll erreicht werden, daß bei Beeinflussung der Modulationsröhre M die im Transformator T_2 auftretenden Änderungen auf den Transformator T_1 übertragen werden und hier wesentlich

stärkere Beeinflussungen der Anodenspannung an der Röhre *H* hervorrufen.

Anschluß von Empfängern an Wechselstromnetze.

D.R.P. 457 614, Klasse 21a[4], Gruppe 35 (Botophon), Pat vom 1. Februar 25, ausgegeben am 20. März 28.

Zur Beseitigung der Störungen, die beim Wechselstromnetzanschluß von Empfangsgeräten auftreten, soll erfindungsgemäß zwischen dem Stromnetz und der Empfangseinrichtung bzw. dem Gleichrichter eine Frequenzvervielfachungs-Einrichtung eingeschaltet werden.

Antenne.

Brit. Pat. 285 106 (Franklin, Marconi 8. Oktober 26), Zusatz zum brit Pat. 242 342, veröffentlicht am 4. April 28.

Bei der in Abb. 13 dargestellten Antenne, die im Vergleich zur Wellenlänge lang ist, soll die Ausstrahlung von abwechselnden Halbwellen teilweise unterdrückt werden. Die nichtstrahlenden Teile *b*, und die strahlenden Teile *a*

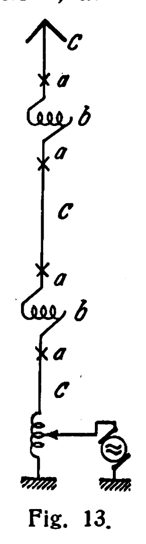


Fig. 13.

sind so bemessen, daß die Strahlung dieser Abschnitte ungefähr 30 Prozent der Ausstrahlung der übrigen Abschnitte *c* beträgt.. Hierdurch soll die Strahlung der Antenne als Ganzes wesentlich verbessert werden. (Vgl. auch brit. Pat. 263 943).

Einrichtung zum Richtungssenden bzw. zum Richtungsempfang.

Brit. Pat. 285 169 (Thurn, Horton, Brabble), 17. November 1926, veröffentlicht am 4. April 1928.

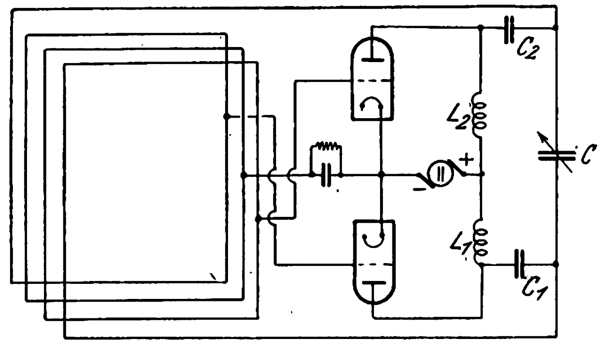


Fig. 14.

Zum Richtungssenden bzw. Richtungsempfang soll erfindungsgemäß eine Doppelröhrenanordnung verwendet werden, bei der die Mitte einer drehbaren Rahmenantenne über einen Gitterableitungswiderstand mit der gemeinsamen Kathodenleitung verbunden ist, während die Enden der Rahmenantenne zu einem gemeinsamen Schwingungskreis führen, der zwischen beiden Anoden liegt. Eine Sendeanordnung dieser Art zeigt die Fig. 14. Der gemeinsame Schwingungskreis besteht aus den Spulen L_1, L_2, den festen Kondensatoren C_1, C_2 und dem Drehkondensator C. Die Gitter beider Röhren sind mit geeigneten Anzapfstellen der Rahmenantenne verbunden. Eine ähnliche Anordnung läßt sich für den Richtungsempfang verwenden.

Richtantenne.

D.R.P. 458 260, Klasse 21a[4], Gruppe 46 (Soc. francaise), Pat. vom 6. März 1927, ausgegeben am 2. April 1928, Unions-Priorität vom 10. März 1926, identisch mit brit Pat. 267 540, franz. Pat. 625 307, vgl. das Referat in der Zeitschrift für H.-F.-Technik, Band **30**, 38, 1927.

Entfernungsbestimmung.

Brit. Pat. 283 538 (Kunze, Bremen), 13. Januar 1927, veröffentlicht am 7. März 1928.

Zur Bestimmung der Entfernung zweier Punkte oder zur Ermittlung des Abstandes vom Erdboden wird erfindungsgemäß die Zeit bestimmt, die für den Hin- und Rücklauf der elektrischen Wellen zwischen einer Sendestation und dem entfernten Punkt erforderlich ist. Eine derartige Anordnung zeigt z. B. Fig. 15. Die von einer Sendestation *A* ausgehenden elektrischen Wellen gelangen zu dem entfernten Punkt, dessen Abstand bestimmt werden soll. Dort befindet sich eine Empfangsstation *B*, die ihrerseits eine Sendestation *C* ab gleichen Ort steuert. Das von *A* ausgehende Signal wird

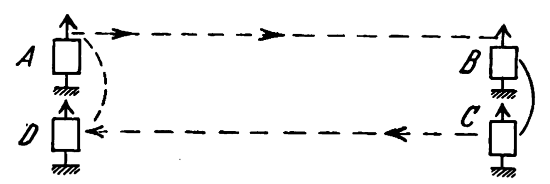


Fig. 15.

also von der Empfangsstation *B* aufgenommen, und von der Sendestation *C* wieder ausgesendet. Am ersten Ort befindet sich ebenfalls eine Empfangsstation *D*, die das gleiche Zeichen aufnimmt. Aus der Zeitdifferenz zwischen den unmittelbar am ersten Ort aufgenommenen Zeichen und den über *B, C, D* aufgenommenen Zeichen, läßt sich ohne weiteres die Entfernung ermitteln. Zur Bestimmung der kleinen Zeitdifferenz kann die Methode des binauralen Richtungseffektes verwendet werden.

Bestimmung des Abstandes elektrisch-leitender Flächen im Erdboden.

D.R.P. 458 097, Klasse 21g, Gruppe 30 (Seismos, Hannover), Pat. vom 2. Oktober 1923, ausgegeben am 4. April 1928.

Zur Bestimmung des Abstandes bzw. der Lage leitender Flächen im Erdboden sollen erfindungsgemäß von einem Sender elektromagnetische Wellen ausgestrahlt und einem Empfangsort die Mißweisungen in Abhängigkeit von der Phasendifferenz für verschiedene Wellenlängen festgestellt werden. Ein Teil der Wellen geht direkt vom Sender zum Rahmenempfänger und legt den Weg l_2 zurück. Ein anderer Teil wird an der leitenden Schicht gespiegelt und legt den Weg l_1 zurück. Infolge der verschiedenen Wege und der Reflexion entsteht eine Phasendifferenz $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}$

$(l_1 - l_2)$. Durch Aenderung der Wellenlänge kann daher eine kontinuierliche Veränderung der Phasendifferenz φ erzielt werden.

Anzeige von Frequenzänderungen.

Brit. Pat. 284 356 (Elektromekano Akt., Kopenhagen), 28. Januar 1927, veröffentlicht am 21. März 1928.

Zur Anzeige von Frequenzänderungen ist ein mit dem Generator G (Fig. 16) verbundener Kreis mit zwei Schwingungskreisen I und II gekoppelt, von denen der eine auf eine etwas höhere, der andere auf eine etwas tiefere

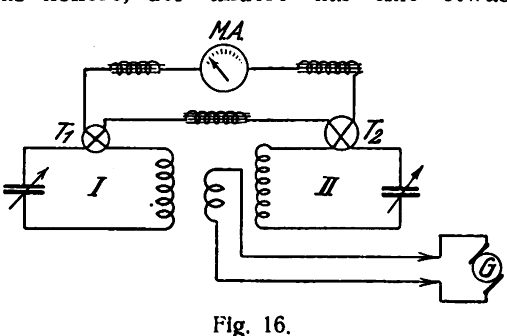


Fig. 16.

Frequenz abgestimmt ist. In beiden Kreisen sind Thermoelemente T_1, T_2 eingeschaltet, die mit einem gemeinsamen Meßinstrument *M. A.* verbunden sind. Wenn die Frequenzen der Kreise 1 und 2 zu beiden Seiten der Generatorfrequenz gleich weit abliegen, wird im Meßinstrument *M. A.* eine Kompensation eintreten. Bei Aenderung der Generatorfrequenz wird diese Kompensation gestört werden.

Vorrichtung zum plastischen Hören.

D.R.P. 458 390, Klasse 21a², Gruppe 38, Pat. vom 21. Juni 1925, ausgegeben am 5. April 1928.

Das plastische Hören kann bekanntlich dadurch erzielt werden, daß in zwei Empfangseinrichtungen die Wieder-

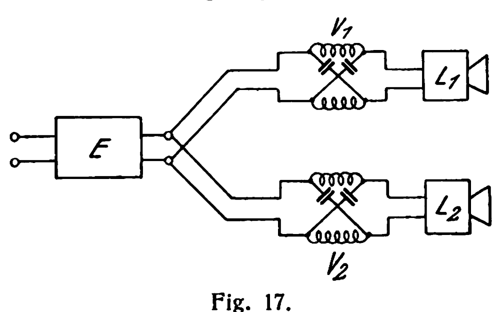


Fig. 17.

gabe mit einer gewissen Phasendifferenz erfolgt. Erfindungsgemäß soll in der Weise verfahren werden, daß die in einem Empfänger E (Fig. 17) aufgenommenen Darbietungen auf Zweigleitungen verteilt werden, in die ein oder mehrere Verzögerungsglieder V_1 und V_2 eingeschaltet sind. Die Verzögerungsglieder bestehen zweckmäßig aus sogenannten Kreuzgliedern und sind so bemessen, daß die Durchlaufszeiten verschieden sind. Hinter jedem Verzögerungsglied liegt ein besonderer Lautsprecher L_1, L_2.

Herstellung von Magnetkernen.

D.R.P. 458 444, Klasse 21g, Gruppe 31 (AEG), Pat. vom 9. Dezember 1925, ausgegeben am 11. April 1928.

Zur Herstellung von Magnetkernen aus pulverförmigem Material soll erfindungsgemäß in der Weise verfahren werden, daß das pulverförmige Material in ein Gefäß gebracht wird, das um seine Mittelachse in schnelle Umdrehung versetzt wird, so daß die Lagerung der Pulverteilchen durch die Fliehkräfte erfolgt. Während oder nach der Lagerung wird der Kern mit einem flüssigen Bindemittel getränkt.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
414 382	21a⁴/29	12. 4. 28	Röhrenverstärker
*457 316	21a¹/32	21. 3. 28	Piezoelektrische Einrichtung
457 434	21a²/41	15. 3. 28	Verstärkersystem
457 490	21e/59	17. 3. 28	Fliehkraftregler
457 533	21a⁴/6	19. 3. 28	Frequenzwandler
457 575	21a⁴/68	20. 3. 28	Spulensockel
*457 614	21a⁴/35	20. 3. 28	Netzanschluss-Zusatzgerät
457 810	21e/50	24. 3. 28	Akkumulator-Ladestecker
457 815	21g/1	24. 3. 28	Spulenwickelmaschine
*457 890	21a⁴/13	26. 3. 28	Piezo-Oszillator
457 903	21e/21	26. 3. 28	Schraubenschlitzklemme
457 960	21g/14	28. 3. 28	Regelvorrichtung für Vakuumapparate
*457 975	21a⁴/6	29. 3. 28	Frequenzvervielfachung
457 979	21g/13	30. 3. 28	Befestigung von Röhrenelektroden
*458 097	21g/30	4. 4. 28	Feststellung leitender Flächen
458 133	21a¹/32	4. 4. 28	Bildübertragung
458 197	21a²/41	12. 4. 28	Röhrenverstärker
458 258	21a²/18	2. 4. 28	Magnetmikrophonisches Relais
458 259	21a²/22	4. 4. 28	Telephonmuschel
*458 260	21a⁴/16	4. 4. 28	Richtantenne
*458 310	21a⁴/8	4. 4. 28	Röhrensender
458 333	21g/10	13. 4. 28	Blockkondensator
*458 373	21g/13	5. 4. 28	Doppelgitterröhre
458 389	21a²/38	12. 4. 28	Stereophonische Musikübertragung
*458 390	21a²/38	5. 4. 28	Vorrichtung zum plastischen Hören
458 443	21g/10	11. 4. 28	Blockkondensator
*458 444	21g/31	11. 4. 28	Herstellung von Magnetkernen
458 476	21a⁴/29	12. 4. 28	Hochfrequenzverstärker

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Bücherbesprechungen.

Berichtigung.

In der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik Bd. **31**, S. 64, 1928, Heft 2 sind drei Besprechungen meiner Schriften: „Netzanschlußgerät" und „Lichtnetzempfänger" erschienen, welche eine Reihe von Unrichtigkeiten enthalten, die ich wie folgt richtig stelle:

I.

Netzanschlußgeräte, 1. Auflage:

Es ist unrichtig, daß in der 1. Auflage das Problem der Pausenladung zu Unrecht keine Erwähnung gefunden hat. Das Buch ist im Winter 1926 im Buchhandel erschienen. Die angeblich fehlende Pausenladung hat damals noch keine



Bedeutung gehabt und ist heute noch für jede praktische Kostenaufstellung unerheblich.

Unrichtig ist ferner, daß das Kapitel Störungen mit $1^1/_2$ Seiten behandelt ist. Die Störungen sind bei den einzelnen Ausführungen besprochen und ist daneben noch eine besondere Zusammenfassung der wichtigsten Störungen im Kapitel 5 gegeben.

Es ist ferner unzutreffend, daß der Anschluß der Empfänger, Erdungen, sowie die Schaffung neutraler Gitteranschlußpunkte fehlen. Die Anschlußpunkte sind, wie aus den Figuren klar hervorgeht, stets genau bezeichnet, so z. B. S. 63, S. 76 etc.

II.

Netzanschlußgeräte, 2. Auflage:

Es ist unrichtig, daß das Buch gegenüber der 1. Auflage nur unwesentlich erweitert ist. Es zeigt dies bereits der Umstand, daß die Seitenzahl von 96 auf 123 erhöht worden ist, fast um also ⅓ gestiegen ist. Ferner sind mehr als 26 Figuren hinzugekommen.

III.

Lichtnetzempfänger:

Es ist unrichtig, daß neutrale Gitterkopplungen nicht angegeben sind. Das Gegenteil zeigen Fig. 55 auf S. 101, Fig. 56 auf S. 103 und Fig. 78 auf S. 135.

Es ist ferner unrichtig, daß Kompensationsschaltungen fehlen. Sie sind beispielsweise auf S. 107 in Fig. 60 enthalten.

Unrichtig ist, daß Antennenkopplungen fehlen. Es sind ferner eine ganze Reihe von Antennenkopplungen dargestellt, um das Lichtnetz als Antenne zu benutzen, z. B. auf S. 115, Fig. 65.

Berlin, den 1. Mai 1928.

E. Nesper.

Navigational Wireless. Von S. H. Long D. Sc., M. I. E. E. XI und 164 S. mit 162 Abb., 8°. Chapman u. Hall. London 1927. Geb. 12.6 **$.**

Das Werk ist wohl in erster Linie als Handbuch der Funkpeilung für Praktiker der Navigation gedacht, und zwar soll es dem Funktelegraphisten die Navigations-Kenntnisse oder umgekehrt auch dem Navigationsleiter die fehlenden Funkpeilungs-Kenntnisse übermitteln.

Das Buch beginnt dementsprechend mit einer allgemeinen Einführung in die Hochfrequenztechnik, die die ersten drei Kapitel einnimmt. Dabei beschränkt sich der Verfasser mit Vorbedacht auf das Allerwichtigste und Notwendigste. Die Darstellung von Figur 30 auf Seite 29, bei der die Wellenlänge als Amplitudenabstand im Zeit-Strom-Diagramm angegeben wird, muß allerdings als irreführend betrachtet werden.

In den folgenden Kapiteln, die sich mit der Funkpeilung beschäftigen, ist dem jetzt hauptsächlich verwendeten Rahmenpeiler für Schiffe der größte Platz eingeräumt, wie es auch dem praktischen Zweck des Buches entspricht. Auf Seite 51, beim Vergleich der Vorteile und Nachteile der Eigen- und Fremdpeilung, müßte bei der Eigenpeilung der Hauptnachteil, nämlich die z. T. veränderlichen Abweichungen, verursacht durch die Metallmassen des Schiffes, erwähnt werden; das um so mehr, weil sich der Verfasser später sehr eingehend mit diesen Fehlern beschäftigen muß.

Im navigatorischen Teile, dem die letzten Kapitel gewidmet sind, sind auch die neueren deutschen Arbeiten, vor allem die Maurerschen Kurven, teilweise berücksichtigt. Dagegen sind die neuerdings vorgeschlagenen Verfahren zur Kompensation der Funkbeschickung nicht erwähnt.

Dem Buche sind als Anhang eine Reihe von Tabellen und Kurven für den praktischen Gebrauch bei der Navigation beigefügt. Die Figuren, insbesondere die Reproduktionen von Photographien, sind gut. Allerdings hat man bei den letzteren manchmal den Eindruck, daß viel Sorgfalt auf nebensächliche Objekte verwendet wurde. So sieht man z. B. auf Seite 68 eine sehr schöne ganzseitige Abbildung einer — Seilrolle.

Die Darstellung ist durchweg knapp und klar gehalten. Der Zweck des Buches kann in dem angegebenen Rahmen als erfüllt gelten.

L. Pungs.

Aus Georg Simon Ohms handschriftlichem Nachlaß. Briefe, Urkunden und Dokumente. Hrgg. von Oberstudienrat Ludwig Hartmann. 255 S. u. 7 ganzseitige Abb., 8°. Bayerland Verlag. München 1927. Gzl. Mk. 5.40.

Man hat den Naturwissenschaftlern schon oft, und zwar mit Recht, vorgeworfen, daß sie wenig historisches Interesse haben. Tatsächlich haben z. B. recht viele Physiker nur eine ziemlich geringe Kenntnis von dem Wirken der großen Männer ihrer Wissenschaft, und noch weniger wissen sie von ihren Lebensschicksalen.

Das Ohmsche Gesetz kennt jeder. Daß aber das meist Helmholtz zugeschriebene akustische Grundgesetz von der — kurz ausgedrückt — Fourierschen Zerlegung eines Klanges durch das menschliche Ohr von Ohm herrührt (Pogg. Ann. **59,** 513—565, 1843), ist sicher nicht allgemein bekannt, und daß Ohm eine mathematische und zwar äußerst elegante Theorie der Interferenzerscheinungen in optisch einachsigen Kristallen entwickelt hat (Abhandlungen der Königl. Bayer. Akademie der Wissenschaften II. Klasse **7,** 1—108, 1852, und **7,** 267—370, 1854) ist wohl fast allgemein in Vergessenheit geraten.

Man erfährt in dem vorliegenden Buch von den wissenschaftlichen Leistungen Ohms, aber auch in sehr anschaulicher Weise von dem Leben dieses Mannes, der seit seiner reifen Jugend nur ein Ideal hatte, eine Stellung zu bekommen, die ihm die Möglichkeit zu wissenschaftlichen Arbeiten gewährte. Er hat den größten Teil seines Lebens vergebens um dieses Ziel gekämpft, hat es aber schließlich in der Technischen Schule Nürnberg 1833—1849 und dann während der letzten 5 Jahre seines Lebens, 1850—1854, in der Bayerischen Akademie der Wissenschaften und in der Universität in München doch erreicht.

Das Buch, das eine ausgezeichnete Zusammenstellung hauptsächlich der Briefe von, an und über Ohm enthält, gibt ein vorzügliches Bild von der Persönlichkeit dieses Mannes, der nicht nur ein großer Physiker, sondern auch ein ungewöhnlich guter Lehrer und nach der Anhänglichkeit seiner Schüler zu schließen, ein prächtiger Mensch gewesen sein muß. Außerdem ist das Buch ein Beitrag zu der nicht immer erfreulichen Geschichte der Universitäten und Ministerien.

Ich bin überzeugt, daß jeder, der auch nur ein wenig Interesse für die Geschichte der Naturwissenschaften und ihrer großen Männer besitzt, das Buch mit größtem Genuß lesen wird.

J. Zenneck.



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. Arco (Berlin), Dr. L. W. Austin (Washington), Postrat Dr. F. Banneitz (Berlin), Prof. Dr. H. Barkhausen (Dresden), Dr. W. Burstyn (Berlin), Prof. Dr. A. Esau (Jena), Prof. Dr. H. Faßbender (Berlin), Dr. L. de Forest (New-York), Prof. Dr. F. Kiebitz (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. Leithäuser (Berlin), Dr. S. Loewe (Berlin), Dr. C. Lübben (Berlin), Dr. E. Lübcke (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. e. h. A. Meissner (Berlin), Prof. Dr. H. G. Möller (Hamburg), Dr. E. Nesper (Berlin), Dr. B. van der Pol jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. Poulsen (Kopenhagen), Prof. Dr. L. Pungs (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. Rosenbaum (Berlin), Dr. K. Rottgardt (Berlin), Prof. Dr. H. Rukop (Köln), Dr. A. Scheibe (Charlottenburg), Oberingenieur O. Scheller (Berlin), Prof. Dr. W. Schottky (Berlin), Prof. Dr. A. Sommerfeld (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. Wien (Jena), Prof. Dr. H. Wigge (Köthen-Anh.),

herausgegeben von

Professor Dr. Dr. ing. e. h. J. Zenneck und Privatdozent Dr. E. Mauz

Schriftleitung: Dr. E. Mauz

32

Zweiunddreißigster Band
mit 490 Figuren im Text und auf 3 Tafeln.



1928



Inhaltsverzeichnis.

A. Originalarbeiten.

Seite

Ardenne, Manfred von, Einige Messungen über die Hochfrequenzspannungen an der Eingangsseite von Empfängern (Mit 7 Figuren im Text) 199
Bergmann, L., Eine vereinfachte Schaltung für die Aufnahme von Röhrenkennlinien (Mit 5 Figuren im Text) 129
Birnbaum, H. W., Die Fernlenkversuche der Reichsmarine in den Jahren 1916—1918 (Mit 9 Figuren im Text) . . 162
Bruun, H., Eine einfache Methode zur Messung der Eigenwellenlänge von Antennen (Mit 1 Figur im Text) . . 25
Forstmann, Albrecht, Bemerkung zu der Arbeit von B. D. H. Tellegen: „Endverstärkerprobleme" 93
Forstmann, Albrecht, und **Schramm, Ernst,** Über Maximalleistungen von Verstärkerröhren (Mit 7 Figuren im Text) 195
Fuchs, J., Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die Ausbreitung kurzer Wellen (Mit 5 Figuren im Text) . . 125
Fuchs, J., Das Verhalten kurzer Wellen in unmittelbarer Nähe des Senders (Mit 3 Figuren im Text) . . . 170
Gresky, Gerhard, Die Wirkungsweise von Reflektoren bei kurzen elektrischen Wellen (Mit 33 Figuren im Text) 149
Kappelmayer, Otto, Spannungsbegrenzer für Verstärker 25
Kramar, E., Frequenzvervielfacher durch Eisenwandler (Mit 39 Figuren im Text und auf 1 Tafel) . . . 10 u. 46
Lübcke, E., Eine neue Groß-Verstärkerröhre mit Quecksilberdampf (Mit 30 Figuren im Text) 1
Meissner, A., und **Rothe, H.,** Über die Bestimmung des günstigsten Ausstrahlwinkels bei horizontalen Antennen (Mit 4 Figuren im Text) 113

Seite

Reppisch, H., Über die Spannungsverstärkung mittels Transformatorkopplung beim Niederfrequenzverstärker (Mit 4 Figuren im Text) 22
Rothe, H., s. Meissner, A.
Rukop, Hans, Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunksender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten (Mit 30 Figuren im Text) . . . 18, 65 u. 86
Sreenivasan, K., Über die Wellenausbreitung in einem dispergierenden Medium (Mit 2 Figuren im Text) . . . 121
Székely, Angelika, Über die einem Empfänger durch Erdung zugeführte Energie II (Mit 2 Figuren im Text) . . . 83
Schramm, Ernst, s. Forstmann, A.
Watanabe, Yasusi, Über den rückgekoppelten Verstärker (Mit 29 Figuren im Text) 77
Watanabe, Yasusi, Über die vermittels einer Stimmgabel erregten Röhrenoszillatoren (Mit 16 Figuren im Text) 116
Wechsung, Willi, Die Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz (Mit 17 Figuren im Text) . . . . 15 u. 58
Weihe, Werner, Die Messung von Kapazitäten mit dem Überlagerungsverfahren (Mit 10 Figuren im Text) . . 185
Winter-Günther, H., Zur Theorie der Siebketten (Mit 6 Figuren im Text) 41
Žáček, August, Über eine Methode zur Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen 172

B. Zusammenfassender Bericht.

Trendelenburg, Ferdinand, Über neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten (Mit 32 Figuren im Text) . . . . 27, 94, 131, 173 u. 202

C. Referate.

Seite

Alway, E. J. (Zenneck), Ausbreitung von kurzen Wellen während der Sonnenfinsternis 74
Appleton, E. V. und **Ratcliffe, J. A.** (Zenneck), Eine Methode zur Bestimmung des Polarisationszustandes von Wellen, die aus der Atmosphäre zurückkommen (Mit 3 Figuren im Text) 136
Ardenne, Manfred von (Ardenne), Ein empfindliches Röhrenvoltmeter für Hochfrequenz (Mit 2 Figuren im Text) 181
Austin, L. W., und **Wymore, I. J.** (Zenneck), Der Einfluß der Sonnentätigkeit auf die drahtlose Telegraphie (Mit 1 Figur im Text) 141
Barfield, R. H. (Lübcke), Die Schwächung elektrischer Wellen über Land (Mit 4 Figuren im Text) . . . 139
Bedford, L. H., und **Gibson, W. T.** (Espe), Glühkathodenröhren (Mit 1 Figur im Text) 210
Benham, W. E. (Zenneck), Eine Untersuchung über die Gleichrichterwirkung von Elektronenröhren bei mäßig hohen Frequenzen (Mit 2 Figuren im Text) . . . 211
Bergmann, L. (Espe), Über einen Röhrensender für kurze, ungedämpfte Wellen (Mit 3 Figuren im Text) . . . 182

Seite

Bown, R. (Zenneck), Transatlantische drahtlose Telephonie 73
Briggs, L. A., s. Hallborg, H. E.
Brown, S. L., und **Colby, M. Y.** (Zenneck), Elektrische Hochfrequenzmessungen 184
Brown, S. L., Wiebusch, C. F., und **Colby, M. Y.** (Zenneck), Der Hochfrequenzwiderstand eines variablen Luftkondensators 214
Cairns, J. E. J. (Zenneck), Atmosphärische Störungen in Watheroo, West-Australien (Mit 1 Figur im Text) . 74
Colby, M. J., s. Brown, S. L.
Curtis, A. S., s. Moore, C. R.
Diamond, H., und **Webb, J. S.** (Zenneck), Die Prüfung eines Niederfrequenzverstärkers mit Transformatorkopplung (Mit 3 Figuren im Text) 106
Dushman, S., und **Ewald, J. W.** (Zenneck), Die Elektronenemission von thoriertem Wolfram 210
Eckersly, T. L. (Zenneck), Die Polarisation und Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen (Mit 1 Figur im Text) 141
Englund, C. R. (Zenneck), Die untere Grenze für die Wellenlänge von Röhrengeneratoren (Mit 2 Figuren im Text) 34

	Seite
Evans, H. P., s. Petersen, E.	
Ewald, J. W., s. Dushman, S.	
Franck, P. (Wedemeyer), Funkpeiler und Luftnavigation	216
Giebe, E., und **Scheibe, A.** (Scheibe), Piezoelektrische Erregung von Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen bei Quarzstäben (Mit 9 Figuren im Text)	102
Gibson, W. T., s. Bedford, L. H.	
Hallborg, H. E. (Zenneck), Praktische Gesichtspunkte beim Betrieb mit kurzen Wellen hoher Leistung (Mit 6 Figuren im Text)	72
Hallborg, H. E., **Briggs, L. A.**, und **Hansell, C. W.** (Zenneck), Kommerzieller Fernverkehr mit kurzen Wellen (Mit 2 Figuren im Text)	71
Hansell, C. W., s. Hallborg, H. E.	
Harrison, J. R. (Zenneck), Biegungsschwingungen und deren Resonanz bei piezoelektrischen Quarzplatten (Mit 3 Figuren im Text)	105
Hartshorn, L. (Zickner), Die Eigenschaften von Normalen der Gegeninduktion bei Tonfrequenzen	213
Hazel, H. C. (Zenneck), Eine neue Methode zur Eichung von Strommessern bei Hochfrequenz (Mit 1 Figur im Text)	141
Heising, R. A. (Zenneck), Versuche und Beobachtungen betr. der ionisierten Schichten der Atmosphäre (Mit 5 Figuren im Text)	138
Hitchock, R. C. (Zenneck), Die Befestigung von Quarz-Oszillatoren (Mit 3 Figuren im Text)	106
Hollmann, H. E. (Hollmann), Über den Mechanismus von Elektronenschwingungen (Mit 2 Figuren im Text)	183
Hulburt, E. O. (Zenneck), Die Ionisation in der oberen Atmosphäre	136
Hulburt, E. O. (Zenneck), Die Absorption von Wellen in der oberen Atmosphäre (Mit 3 Figuren im Text)	135
Hund, A. (Scheibe), Ein Tonsender einstellbarer Frequenz mit piezoelektrischer Frequenzstabilisierung (Mit 2 Figuren im Text)	212
Jones, L. T., s. Mc Carty, L. E.	
Kato, N. (Espe), Der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen auf den Anodenstrom einer Elektronenröhre (Mit 2 Figuren im Text)	209
Landeen, A. G. (Zenneck), Die Analyse von zusammengesetzten Schwingungen (Mit 1 Figur im Text)	180
Mark, I. van der, s. Pol, B. van der.	
Mc Carty, L. E. (Zenneck), Die Beziehung zwischen Anodenstrom und -spannung in Verstärkerröhren, abgeleitet aus der Bewegung der Elektronen	142
Mc Carty, L. E., und **Jones, L. T.** (Zenneck), Der Brechungsexponent von Wasser für kurze ungedämpfte Wellen (Mit 1 Figur im Text)	214
Moore, C. R., und **Curtis, A. S.** (Zenneck), Analyse von Schwingungen im Gebiet von Sprachfrequenzen (Mit 2 Figuren im Text)	180
Moullin (Keinath), Strommesser für Kurzwellenströme	183
Nyman, A. (Zenneck), Kondensator-Nebenschluß für die Messung von starken Hochfrequenzströmen (Mit 1 Figur im Text)	215
Peterson, E., und **Evans, H. P.** (Zenneck), Verzerrungen in Röhren-Verstärkern (Mit 1 Figur im Text)	212
Pforte, W. S. (Espe), Über die Vergrößerung des Sättigungsstromes von Glühkathoden durch starke elektrische Felder (Mit 3 Figuren im Text)	208
Pickard, G. W. (Zenneck), Der Zusammenhang des drahtlosen Empfangs mit der Sonnentätigkeit und dem Erdmagnetismus II (Mit 6 Figuren im Text)	100
Pickard, G. W. (Zenneck), Die Empfangsintensität in Abhängigkeit von der Lage und Fläche der Sonnenflecken (Mit 2 Figuren im Text)	101
Pol, B. van der, und **Mark, J. van der** (Zenneck), Frequenzunterteilung (Mit 1 Figur im Text)	184
Ratcliffe, J. A., s. Appleton, E. V.	
Reissaus, Georg Günther (Reissaus), Mitteilung zum Kristalldetektorproblem (Mit 3 Figuren im Text)	211
Ross Gunn (Lübcke), Drahtlose Telegraphie und Flugzeugnavigation (Mit 1 Figur im Text)	215
Sitnikoff, M. M. (Sitnikoff), Über die Lebensdauer der Wolframkathode (Mit 4 Figuren im Text)	207
Scheibe A., s. Giebe, E.	
Webb, J. S., s. Diamond, H.	
Wiebusch, C. F., s. Brown, S. L.	
Wymore, J. J., s. Austin, L. W.	

D. Patentschau.

Lübben, Carl, Patentschau (Mit 92 Figuren im Text) . . . 35, 75, 107, 142 u. 216

E. Bücher.

Eingegangene Bücher . . . 146

Bücherbesprechungen:

	Seite
Bloch, Werner, Dr. (v. Auwers), Radiotechnik II. Wellentelephonie Sammlg. Göschen Nr. 946	40
Forstmann, A., und **Reppisch, H.** (Kafka), Der Niederfrequenzverstärker. Seine Theorie und seine praktische Anwendung zur Sprach- und Musikverstärkung	147
Günther, Hans (v. Auwers), Pioniere der Radiotechnik. 24 Lebensbilder	40
Kohlrausch, F. (Zenneck), Lehrbuch der praktischen Physik. 15. Aufl.	40
Luftfahrtforschung (Mauz), Sonderheft für Funkwesen und Elektrotechnik	148
Mesny, Rene (Plendl), Les Ondes Electriques courtes	147
Müller, Ludwig, und **Ardenne, Manfred von** (Kafka), Transformatoren-Verstärker. Die Radio-Reihe, Band 22	146
Saacke, Hermann (v. Auwers), Radiotechnik III. Die Empfänger unter besonderer Berücksichtigung der Rundfunkempfangsschaltungen	40
Union Internationale de Radiotélégraphie Scientifique (Mauz), (U. R. S. J.) Recueil des travaux de l'assemblée générale tenue à Washington en octobre 1927. Fascicule 1	148
Wagner, K. W. (Mauz), Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs	148

Sachregister.

	Seite
Akustik: Über neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten	27, 94, 131, 173 u. 202
Akustik: Die Analyse von Schwingungen im Gebiet der Sprachfrequenzen	180
Akustik: Die Analyse von zusammengesetzten Schwingungen	180
Akustische Qualitäten. Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunksender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre —	18, 65 u. 86
Antennen. Eine vereinfachte Methode zur Messung der Eigenwellenlänge von —	25
Antennen. Über die Bestimmung des günstigsten Ausstrahlwinkels bei horizontalen —	113
Atmosphäre Der Einfluß der Erd- — auf die Ausbreitung kurzer Wellen	125
Atmosphäre. Die Absorption von Wellen in der oberen —	135
Atmosphäre Eine Methode zur Bestimmung des Polarisationszustandes von Wellen, die aus der — zurückkommen	136

Seite

Atmosphäre. Die Ionisation in der oberen — 136
Atmosphäre. Versuche und Betrachtungen betr. die ionisierten Schichten der — 138
Atmosphärische Störungen — — in Watheroo, Westaustralien 74
Ausbreitung von kurzen Wellen während der Sonnenfinsternis 74
Ausbreitung Über die Wellen- — in einem dispergierenden Medium 121
Ausbreitung: Der Zusammenhang des drahtlosen Empfangs mit der Sonnentätigkeit und dem Erdmagnetismus . . 100
Ausbreitung: Die Empfangsintensität in Abhängigkeit von der Lage und Fläche der Sonnenflecken 101
Ausbreitung Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die — kurzer Wellen 125
Ausbreitung: Eine Methode zur Bestimmung des Polarisationszustandes von Wellen, die aus der Atmosphäre zurückkommen 136
Ausbreitung: Die Schwächung elektrischer Wellen über Land 139
Ausbreitung: Der Einfluß der Sonnentätigkeit auf die drahtlose Telegraphie 141
Brechungsexponent von Wasser Der — — — für kurze, ungedämpfte Wellen 214
Detektor: Mitteilung zum Kristalldetektorproblem . . . 211
Eichung von Strommessern Eine neue Methode zur — — — bei Hochfrequenz 141
Eisenwandler. Frequenzvervielfachung durch — . . 10 u. 46
Elektronenemission Die — von thoriertem Wolfram . . 210
Elektronenröhre. Der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen auf den Anodenstrom einer — . . . 209
Elektronenröhren: Die Beziehung zwischen Anodenstrom und Anodenspannung in Verstärkerröhren, abgeleitet aus der Bewegung der Elektronen 142
Elektronenröhren: Über Maximalleistungen von Verstärkerröhren 195
Elektronenröhren: Glühkathodenröhren 210
Elektronenröhren Eine Untersuchung über Gleichrichterwirkung von — bei mäßig hohen Frequenzen . . . 211
Elektronenröhren: Über die Vergrößerung des Sättigungsstromes von Glühkathoden durch starke elektrische Felder 208
Elektronenröhre: Über die Lebensdauer der Wolframkathode 207
Elektronenröhren-Verstärker siehe unter Verstärker.
Elektronenschwingungen Über den Mechanismus von — 183
Empfangs Der Zusammenhang des drahtlosen — mit der Sonnentätigkeit und dem Erdmagnetismus 100
Empfänger Über die einem — durch Erdung zugeführte Energie 83
Empfängern. Einige Messungen über die Hochfrequenzspannungen an der Eingangsseite von — 199
Erdmagnetismus. Der Zusammenhang des drahtlosen Empfangs mit der Sonnentätigkeit und dem — 100
Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen Die — — — — — mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz . . . . 15 u. 58
Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen. Über eine Methode zur — — — — — — — 172
Fernlenkversuche Die — der Reichsmarine in den Jahren 1916—1918 162
Flugzeugnavigation. Drahtlose Telegraphie und — . . 215
Frequenzunterteilung 184
Frequenzvervielfachung durch Eisenwandler . . . 10 u. 46
Funkpeiler und Luftnavigation 216
Gegeninduktion Die Eigenschaften von Normalen der — bei Tonfrequenzen 213
Gleichrichterwirkung Ein Untersuchung über die — von Elektronenröhren bei mäßig hohen Frequenzen . . . 211
Glühkathoden Über die Vergrößerung des Sättigungsstromes von — durch starke elektrische Felder 208
Hochfrequenz siehe Messung.
Kapazitäten Die Messung von — mit dem Überlagerungsverfahren 185
Kondensators. Der Hochfrequenzwiderstand eines variablen Luft- — 214
Kondensator-Nebenschluß für die Messung von starken Hochfrequenzströmen 215
Kristalldetektorproblem. Mitteilung zum — 211
Kurze Wellen: Die untere Grenze für die Wellenlänge von Röhrengeneratoren 34
Kurze Wellen: Über den Mechanismus von Elektronenschwingungen 183
kurzen Wellen. Kommerzieller Fernverkehr mit — — . 71
kurzen Wellen Praktische Gesichtspunkte beim Betrieb mit — — hoher Leistung 72
kurzen Wellen. Die Polarisation und Schwunderscheinungen bei — — 141
kurzer Wellen. Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die Ausbreitung — — 125
kurzer Wellen Das Verhalten — — in unmittelbarer Nähe des Senders 170
kurzen elektrischen Wellen. Die Wirkungsweise von Reflektoren bei — — — 149
kurzen elektromagnetischen Wellen. Über eine Methode zur Erzeugung von sehr — — — 172
kurzer elektrischer Wellen. Die Erzeugung sehr — — — mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz . . . . 15 u. 58
kurze, ungedämpfte Wellen. Über einen Röhrensender für — — — 182
kurze, ungedämpfte Wellen. Der Brechungsexponent von Wasser für — — — 214
Kurzwellenströme. Strommesser für — 183
Lebensdauer Über die — der Wolframkathode 207
Luftfahrt: Drahtlose Telegraphie und Flugzeugnavigation . 215
Luftnavigation. Funkpeiler und — 216
Messung Eine einfache Methode zur — der Eigenwellenlänge von Antennen 25
Messung Die — von Kapazitäten mit dem Überlagerungsverfahren 185
Messung: Eine vereinfachte Schaltung für die Aufnahme von Röhrenkennlinien 129
Messung: Eine neue Methode zur Eichung von Strommessern bei Hochfrequenz 141
Messung: Strommesser für Kurzwellenströme 183
Messung: Ein empfindliches Röhrenvoltmeter für Hochfrequenz 181
Messung: Der Hochfrequenzwiderstand eines variablen Luftkondensators 214
Messung: Die Eigenschaften von Normalen der Gegeninduktion bei Tonfrequenzen 213
Messung Kondensator-Nebenschluß für die — von starken Hochfrequenzströmen 215
Messungen. Elektrische Hochfrequenz- — 184
Messungen Einige — über die Hochfrequenzspannungen an der Eingangsseite von Empfängern . . . . . -199
Niederfrequenz siehe unter Verstärker.
Peilung: Funkpeiler und Luftnavigation 216
Piezoelektrische Erregung von Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen bei Quarzstäben 102
piezoelektrischer Frequenzstabilisierung. Ein Tonsender einstellbarer Frequenz mit — — 212
piezoelektrischen Quarzplatten. Biegungsschwingungen und deren Resonanz bei — — 105
Polarisation Die — und Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen 141
Polarisationszustandes Eine Methode zur Bestimmung des — von Wellen, die aus der Atmosphäre zurückkommen 136
Quarz-Oszillatoren. Die Befestigung von — 106
Quarzplatten. Biegungsschwingungen und deren Resonanz bei piezoelektrischen — 105
Quarzstäben. Piezoelektrische Erregung von Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen bei — 102
Quecksilberdampf. Eine neue Groß-Verstärkerröhre mit — 1
Reflektoren Die Wirkungsweise von — bei kurzen elektrischen Wellen 149
Röhren siehe auch unter Elektronenröhren.
Röhrengeneratoren. Die untere Grenze für die Wellenlänge von — 34
Röhrenkennlinien. Eine vereinfachte Schaltung für die Aufnahme von — 129
Röhren-Oszillatoren. Über die vermittels einer Stimmgabel erregten — 116
Röhrensender Über einen — für kurze ungedämpfte Wellen 182
Röhrenvoltmeter Ein empfindliches — für Hochfrequenz 181
Rundfunksender-Vorverstärker Die elektrischen Eigenschaften der — — im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten 18, 65 u. 86
Schwächung elektrischer Wellen Die — — — über Land 139
Schwunderscheinungen Die Polarisation und — bei kurzen Wellen 141
Senders. Das Verhalten kurzer Wellen in unmittelbarer Nähe des — 170
Siebketten. Die Theorie der — 41
Sonnenflecken. Die Empfangsintensität in Abhängigkeit von der Lage und Fläche der — 101
Sonnenfinsternis. Ausbreitung von kurzen Wellen während der — 74

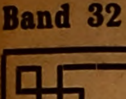
Seite

Sonnentätigkeit Der Zusammenhang des drahtlosen Empfangs mit der — und dem Erdmagnetismus 100
Sonnentätigkeit Der Einfluß der — auf die drahtlose Telegraphie 141
Stimmgabel Über die vermittels einer — erregten Röhrenoszillatoren 116
Strommesser für Kurzwellenströme 183
Theorie der Siebketten. Zur 41
Telephonie. Transatlantische drahtlose 73
Tonfrequenz siehe unter Akustik.
Tonsender Ein — einstellbarer Frequenz mit piezoelektrischer Frequenzstabilisierung 212
Transatlantische drahtlose Telephonie 73
Transformatorkopplung Über die Spannungsverstärkung mittels — beim Niederfrequenzverstärker 22
Transformatorkopplung. Die Prüfung eines Niederfrequenzverstärkers mit — 106
Überlagerungsverfahren. Die Messung von Kapazitäten mit dem — 185

Seite

Verstärker: Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunk-Sender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten . . . . 18, 65 u. 86
Verstärker. Über die Spannungsverstärkung mittels Transformatorkopplung beim Niederfrequenz- — 22
Verstärker. Spannungsbegrenzer für — 25
Verstärker. Über den rückgekoppelten — 77
Verstärkers Die Prüfung eines Niederfrequenz- — mit Transformatorkopplung 106
Verstärkern. Verzerrungen in Röhren- — 212
Verstärker: Bemerkung zu der Arbeit von B. D. H. Tellegen „Endverstärker-Probleme" 93
Verstärkerröhre Eine neue Groß- — mit Quecksilberdampf 1
Verstärkerröhren. Die Beziehung zwischen Anodenstrom und -Spannung in —, abgeleitet aus der Bewegung der Elektronen 142
Verstärkerröhren. Über Maximalleistungen von — . . . 195
Wellenausbreitung siehe unter Ausbreitung.
Widerstand Der Hochfrequenz- — eines variablen Luftkondensators 214
Wolframkathode. Über die Lebensdauer der — 207

Großdruckerei Paul Dünnhaupt, Köthen i. Anh.



Band 32 **Juli 1928** **Heft 1**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.),

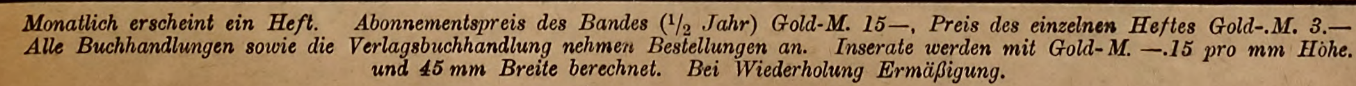
herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1 9 2 8



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes ($^1/_2$ Jahr) Gold-M. 15—, Preis des einzelnen Heftes Gold-.M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe. und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 32 Juli 1928 Heft 1

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite
E. Lübcke: Eine Groß-Verstärkerröhre mit Quecksilberdampf. (Mit 30 Figuren im Text.) 1
Ernst Kramar: Frequenzvielfachung durch Eisenwandler. (Mit 17 Figuren im Text und einer Tafel). 10
Willi Wechsung: Die Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz. (Mit 4 Figuren im Text). 15
Hans Rukop: Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunksender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten. (Mit 6 Figuren im Text). 18
H. Reppisch: Über die Spannungsverstärkung mittels Transformatorenkopplung beim Niederfrequenzverstärker. (Mit 4 Figuren im Text.) 22
H. Bruun: Eine einfache Methode zur Messung der Eigenwellenlänge von Antennen. (Mit einer Figur im Text). 25
Otto Kappelmayer: Spannungsbegrenzer für Verstärker. . . . 25
Zusammenfassender Bericht. Ferdinand Trendelenburg: Über neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten. (Mit 23 Figuren im Text). 27
Referate
C. R. Englund (J. Zenneck): Die untere Grenze für die Wellenlänge von Röhrengeneratoren. (Mit 2 Figuren im Text). 34
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 17 Figuren im Text) 35
Bücherbesprechungen: 40

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Eine Groß-Verstärkerröhre mit Quecksilberdampf.

Von E. Lübcke, Berlin-Siemensstadt.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium des Siemens-Konzerns zu Siemensstadt.)

Inhaltsübersicht.

Vorläufer, Steuerung von Lichtbogenentladungen.
Ausgangspunkt der Untersuchung.
Vorgänge in der positiven Säule eines Quecksilberdampflichtbogens.
Mechanismus der Steuerung.
Konstruktion der *Hg*-Verstärkerröhre.
Charakteristiken.
Einfluß der Kühlung.
Leistungssteigerung.
Anwendungen.
Lichtbogenleistung.
Lebensdauer.
Zusammenfassung.

Die Verstärkerröhre, über die im folgenden berichtet wird, unterscheidet sich, um das gleich hervorzuheben, von den bekannten Vakuumröhren hauptsächlich dadurch, daß man bei ihr hohe Leistungen nicht durch hohe Anodenspannungen (kV) bei niedrigen Anodenströmen (mA), sondern durch hohe Anodenströme (A) bei niedrigen Spannungen (200 V) gewinnt.

Wegen des bekannten Raumladungseffektes ist in Vakuumröhren mit Glühkathode die maximal zu erzielende Stromstärke durch die Höhe der Anodenspannung bedingt. Mittel zur Beseitigung bzw. Verminderung der Elektronenraumladung sind verschiedentlich angegeben, zuerst wohl von W. Schottky, der sie durch Einführen positiver Ionen niedrig halten wollte. Für kleine Röhren ist dieses bis zu einem gewissen Grade auch möglich. Für größere Ströme ergeben sich jedoch bald praktische Schwierigkeiten.

Vorläufer, Steuerung von Lichtbogenentladungen.

Die Versuche, einen elektrischen Lichtbogen zu steuern, oder aus ihm Elektrizitätsteilchen zu gewinnen und deren Zahl quantitativ zu beeinflussen, sind nicht neu[2]). In der

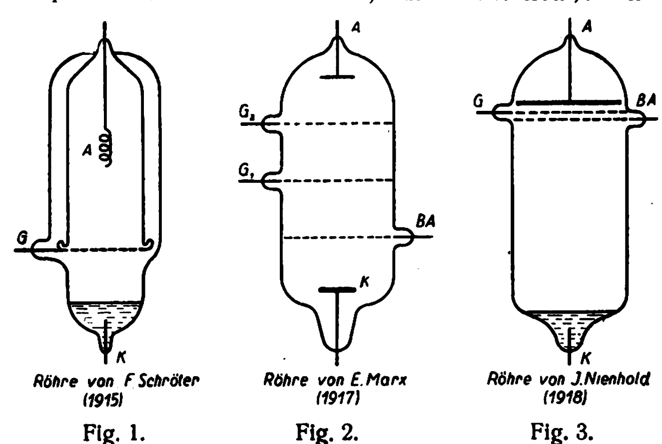


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Gasgefüllte Verstärker-Röhren.

Ausführung ergaben sich jedoch stets große Schwierigkeiten, so daß von einer praktischen Anwendung derartiger Röhren nichts bekannt ist. Da sie jedoch als Vorläufer der im folgenden beschriebenen Röhre zu werten sind, seien einige neuere Typen kurz skizziert.

1) Nach Vorträgen im Dresdener Elektrotechnischen Verein und im Göttinger Physikalischen Kolloquium im Februar und Mai 1928.

2) P. C. Hewitt, V. St. Am. Pat. 749791 vom 16. Mai 1902. E. Weintraub, V. St. A. Pat. 925060 vom 21. Dezember 1903. L. de Forest, Brit. Pat. 6486 vom 30. April 1915.

Die Röhre von F. Schröter[3]) (Fig. 1) gleicht in ihrem Aufbau der Lieben-Röhre[4]). Statt der Glühkathode ist eine solche aus Alkali-Amalgam vorgesehen, dessen Kathodenfall so niedrig liegt, daß schon mit 200 Volt ein Glimm- oder Lichtbogen aufrecht erhalten werden kann. Der zwischen der Kathode K und der Anode A übergehende Lichtbogenstrom soll durch die Spannung zwischen der Kathode K und dem Gitter G gesteuert werden. Wir werden gleich sehen, worin beim Vorhandensein positiver Ionen die Schwierigkeiten bei der Beeinflussung der Entladung zwischen K und A durch das Gitter G liegen. Bei der Röhre von E. Marx[5]) (Fig. 2) findet zunächst zwischen der Kathode K und der Brennanode BA eine selbständige oder unselbständige Entladung statt. Die Kathode ist z. B. ein lichtelektrisch wirksames Metall, dem durch Belichtung Elektronen entzogen werden. Der Raum zwischen K und BA wird ionisiert, und diese Ionisierungswolke wird durch

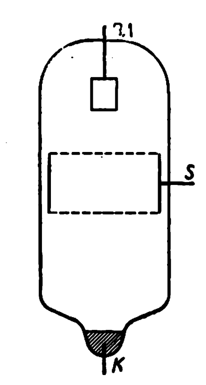


Fig. 4.
Quecksilberlichtbogen mit Sonde.

die mit den beiden Enden des Eingangstransformators verbundenen Gitter G_1 und G_2 zur Strombeeinflussung nach der Anode A benutzt. Sehr eingehend hat die Entladungsröhre mit Edelgasfüllung J. Nienhold[6]) studiert. Ein Schema seiner Röhre zeigt Fig. 3. Zwischen der Alkaliamalgamkathode K und der Netzanode BA wird ein Glimm- oder Lichtbogen aufrecht erhalten. Durch die Brennanode BA gelangen positive und negative Teilchen in den oberhalb gelegenen Steuerraum. Der Abstand des Steuergitters G und der Steueranode A soll so gering gewählt werden, daß die positiven Teilchen keine Stoßionisation hervorrufen können. Dieses Rohr zeichnet sich durch eine negative Charakteristik aus und sollte hauptsächlich zur Schwingungserzeugung dienen.

Ausgangspunkt der Untersuchung.

Die Entwicklung der Röhre schließt an Beobachtungen von Wandströmen in Hg-Großgleichrichtern an. M. Schenkel und W. Schottky[7]) erhielten für eiserne Gehäuse ein Potential von 6—14 Volt gegen die isolierte Bogenkathode. Legt man zwischen Gehäuse und Kathode eine Spannungsquelle, so kann das Gehäuse Ströme von hoher Amperezahl führen. Die weiterführenden Untersuchungen von J. v. Issendorff[8]) und J. Langmuir[9]) zeigten, daß man es mit einer Ionenanziehung an die Wand zu tun hat. Zu diesen Versuchen benutzte man einen Vakuumlichtbogen, der durch einen Metallzylinder als Sonde (Fig. 4) hindurchbrannte. Legt man zwischen die Kathode K und die Sonde S eine Spannung V, dann stellt sich ein von ihr abhängiger Sondenstrom J ein. Seinen Verlauf zeigt die Fig. 5. Den Strom J kann man in einen von Ionen herrührenden Anteil $\mathfrak{J}_+$ und einen von Elektronen getragenen $\mathfrak{J}_-$ zerlegen. Das Potential der Sonde innerhalb des Lichtbogens ist positiv gegenüber der Bogenkathode, daher findet auch der Uebergang vom Ionen- zum Elektronenstrom nicht bei der Spannung $V = O$, sondern $V = E$ statt. Der Sondenstrom wird dann hauptsächlich von Elektronen getragen und erreicht bei höherer positiver Spannung leicht einige Ampere. Bei weiterer Steigerung des Sondenpotentials hört die unselbständige Entladung auf, der Lichtbogen verläßt seine Anode BA und setzt an der Sonde S an. Dieses Ueberschlagen des Lichtbogens interessiert nicht, sondern nur der vorige reproduzierbare Zusammenhang zwischen Sondenspannung und -Strom. Diesen aus Ionen und Elektronen bestehenden Strom in seine Bestandteile zu zerlegen und den Elektronenstrom in genügend sicherer und empfindlicher Weise durch die Gitterspannung zu beeinflussen, ist mir im Forschungslaboratorium der Siemenswerke auf Anregung von Herrn Prof. Schottky nach mannigfachen Versuchen gelungen[10]). — Ich möchte zur Kennzeichnung des Problems an einem Schnitt durch eine Glühkathodenröhre parallel zum Glühfaden erinnern. Wir haben hier den Glühdraht als Elektronen spendende Quelle. Das Gitter steuert durch sein Potential den zur Anode fließenden Elektronenstrom. Jetzt kommt es darauf an, den Glühdraht durch einen Lichtbogen zu ersetzen und aus diesem Lichtbogen Elektronen herauszuziehen und durch das Gitter beeinflußbar zur Anode zu führen.

Vorgänge in der positiven Säule eines Quecksilberdampf-Lichtbogens.

Um die Erscheinungen verständlich zu machen, die bei dem eigentlichen Steuervorgang in dem Hg-Dampf, also in einem mit Ionen und Elektronen erfüllten Raum auftreten, muß

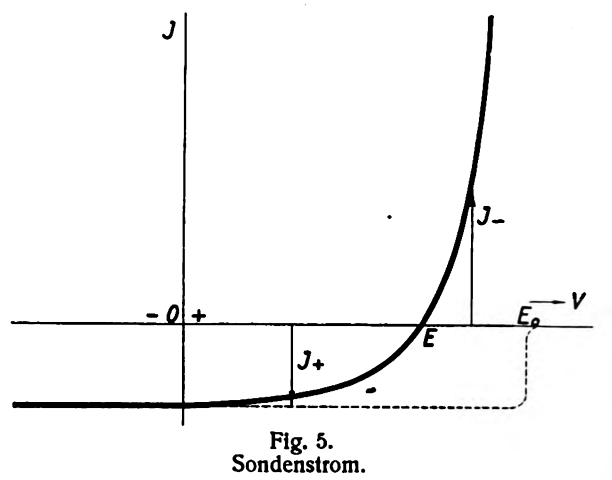


Fig. 5.
Sondenstrom.

ich kurz auf einige Tatsachen der Lehre von den Gasentladungen hinweisen. Die Sonde S, deren Strom gesteuert werden soll, liegt in der positiven Säule eines Vakuum-Hg-Lichtbogens. Im ccm sind in einem bestimmten Moment gleich viel positive und negative Ladungsträger vorhanden. Hg-Dampf zeigt die Eigenschaften eines einatomigen Gases,

[3]) F. Schröter, D. R. P. 299654 vom 10. Februar 1915.
[4]) R. v. Lieben, D. R. P. 179807 vom 3. März 1906. E. Reiß, Elektrot. Ztschr. 34, S. 1359 und S. 1385, 1913.
[5]) E. Marx, D. R. P. 351285 vom 4. Mai 1917.
[6]) J. Nienhold, D. R. P. 348995 vom 1. Februar 1918 und D. R. P. 331029 vom 25. April 1919.
[7]) M. Schenkel und W. Schottky, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, 2. S. 252, 1922.
[8]) J. v. Issendorff, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, 4, S. 124, 1925.
[9]) J. Langmuir, Gen. Elektr. Rev. 26, S. 371, 1923.
[10]) E. Lübcke, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, 5, S. 182, 1927.

die positiven Ladungsträger sind dann *Hg*-Ionen und die negativen Träger freie Elektronen. Legt man zunächst an die Sonde eine negative Spannung, dann können die Elektronen nicht gegen das Feld anlaufen. Es gelangen nur *Hg*-Ionen zu ihr. Dieser positive Ionenstrom gehorcht aber nach Langmuir und Schottky[11]) denselben Gesetzen wie ein Elektronenstrom. Er bildet auch eine Raumladung und damit auch eine positive Raumladungsschicht um die Sonde.

Sind Kathode und Anode zwei unbegrenzte parallele Platten vom Abstand x und ist die zwischen ihnen herrschende Spannung V, dann ergibt sich für den Elektronenstrom i_{R-} für 1 cm² der Oberfläche in erster Annäherung der Wert:

$$i_{R-} = \frac{\sqrt{2}}{9\pi} \cdot \sqrt{\frac{e}{m}} \cdot \frac{V^{3/2}}{x^2}$$

Für den Ionenraumladungsstrom i_{R+} erhält man dieselbe Gleichung, wenn man die Masse des Elektrons m durch die des Ions M ersetzt. Unter der zulässigen Annahme einfach geladener Ionen bleibt die Größe von e dieselbe. Das Verhältnis beider Ströme ist dann

$$\frac{i_{R+}}{i_{R-}} = \sqrt{\frac{m}{M}}.$$

Das Hg-Ion ist 200·1848 mal schwerer als das Elektron. Es ist also etwa $i_{R+} : i_{R-} \sim 1:600$. Der von den einfach geladenen *Hg*-Ionen getragene Strom ist bei gleicher Spannungsdifferenz etwa 600 mal kleiner als der Elektronenstrom. Aus obiger Raumladungsgleichung ist für gegebene Spannungen und Stromdichten jetzt leicht die Dicke der Raumladungsschicht zu berechnen.

Die Zahlentafel 1 zeigt, wie die Dicke der Ionen-Raumladungsschicht von der Ionenstromdichte und der Sondenspannung abhängig ist.

Zahlentafel 1.

Sondenspannung	10	1,0	0,1 mA/cm²	Stromdichte
1 V	0,0062	0,02	0,062 mm	Dicke der Raum-
10 V	0,035	0,11	0,35 mm	ladungschicht
100 V	0,196	0,62	1,96 mm	positiver Ionen

Im vorliegenden Falle kommen wir in die Größenordnung von 0,1 mm (1 mA/cm² und 10 Volt). Man sieht, daß man große Querschnitte der Entladungsbahn auf diese Weise nicht sperren kann. Diese Schwierigkeiten treten naturgemäß auch bei den oben genannten Röhren von R. v. Lieben und F. Schröter auf. Die Steuerung eines Lichtbogens durch ein zwischengesetztes Gitter — eine Form, die in der Patentliteratur häufig angegeben ist — ist ein oft versuchtes, aber unlösbares Problem, wenigstens zur Aussteuerung eines erheblichen Anteils des Bogenstroms.

Mechanismus der Steuerung.

Eine Gewinnung der Elektronenströme aus der *Hg*-Bogenentladung und ihre Steuerung gelingt jedoch durch eine Unterteilung der Sonde in ein Gitter *G* und eine Anode *A* (Fig. 6). Das Gitter *G* erhält zunächst ein negatives Potential aufgedrückt gegenüber dem Potential der Entladungsbahn an der betreffenden Stelle. Aus der quasineutralen Ladung des *Hg*-Bogens werden durch die negativen Spannungen die in der Nähe befindlichen positiven Ionen herausgeholt. Diese positiven Ionen bilden den stets vorhandenen Gitterstrom. Sie werden durch die Gitterleitung abgeführt und können die Elektronenentladung nicht mehr stören.

Die Stromdichte dieses Ionenstromes bedingt also nur eine Raumladungsschicht von etwa 0,1 mm Dicke um die Gitterdrähte. Weiterhin läßt sich die Wirkung des negativen Gitterpotentials ohne weitgehende Kompensation durch die äußerst dünne positive Raumladungsschicht auf relativ große Maschen ausdehnen. Infolgedessen wirkt das Gitterpotential auch auf die zur Verstärkeranode *A* hinstrebenden Elektronen ein. Das an der Anode liegende hohe Potential von 50—200 Volt wird durch das Gitterpotential regelbar vom Entladungsraum abgeschirmt. Die Elektronen können also, wie in den Vakuumröhren, nur nach Maßgabe der Gittervorspannung und der angewandten Maschenweite zur Anode gelangen. Damit die Elektronenentladung eine unselbständige, beeinflußbare bleibt, muß der Abstand zwischen Gitter *G* und Anode *A* klein gegen die freie Weglänge der Elektronen im *Hg*-Dampf an dieser Stelle sein. Er beträgt also auch nur wenige mm. Es kann in dem sog. Steuerraum keine Stoßionisation stattfinden.

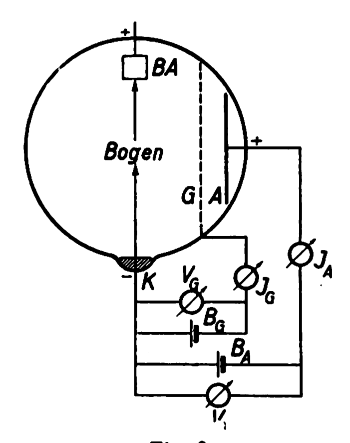


Fig. 6.
Prinzip der Steuerschaltung.

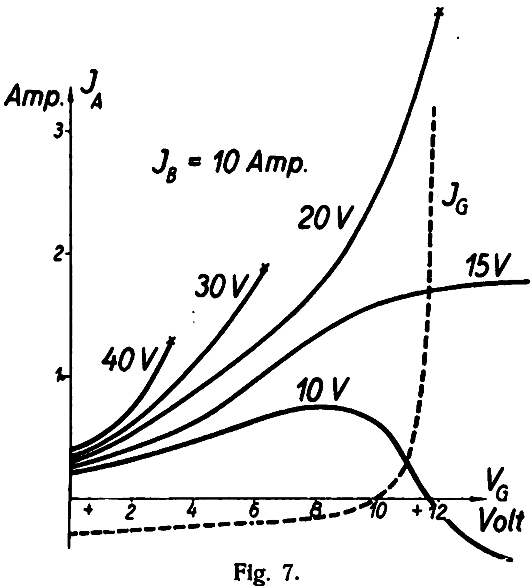


Fig. 7.
Strom-Spannungs-Charakteristik.

Die Messungen an dieser neuen *Hg*-Dampf-Verstärkerröhre sind mit der in der Fig. 6 schematisch dargestellten

[11]) J. Langmuir, Gen. Electr. Rev. 26, S. 371, 1923 u. W. Schottky, Phys. Zschr. 25, S. 342, 1924.

Schaltung durchgeführt. Sie entspricht im übrigen der bei Glühkathodenröhren üblichen Schaltung. Nur sind für den Anodenstrom die Milliamperemeter durch Amperemeter zu ersetzen. Ehe wir auf die weitere Konstruktion der Röhre eingehen, wollen wir eine Charakteristik, d. h. Abhängigkeit des Anoden- (Elektronen-) stroms von der Gitterspannung betrachten (Fig. 7), die an einer früheren Röhre aufgenommen ist. Aus der Diskussion der dabei beobachteten Erscheinungen ergeben sich dann die Gesichtspunkte für die Konstruktion. Ist die Anodenspannung kleiner als die Brennspannung an *BA*, dann kann man, trotz weiter Oeffnung des Steuergitters durch Anwendung höherer positiver Potentiale am Gitter nicht weitgehend in die Entladung eingreifen, der Anodenstrom sinkt oder wird konstant. Bei höheren Spannungen erhält man schon erhebliche Anodenströme (bis 4 Amp. bei 20 Volt). Der Gitterstrom ist durch die gestrichelte Linie dargestellt. Er ist zunächst ein allmählich abnehmender Ionenstrom. Bei etwa 10 Volt Spannung gegenüber der Kathode geht er in einen Elektronenstrom über, der rasch einige Ampere Stärke erreicht. Er ist fast vollständig unabhängig von der benutzten Anodenspannung. Ist die Anodenspannung höher als die Bogenspannung, dann tritt jedoch, wenn man keine besonderen Maßnahmen ergreift, ein sogenannter Durchschlag auf. Wenn man also das Gitter durch die betreffende Gittervorspannung so weit öffnet, dann geht die Elektronenentladung in eine selbständige Lichtbogenentladung über. Es kann sogar der Bogen von seiner ursprünglichen Brennanode vollständig verschwinden und nur noch an der Steueranode ansetzen. Will man also zu einigermaßen brauchbaren Anodenspannungen von 100 bis 200 Volt kommen, dann muß man diese Durchschläge ver-

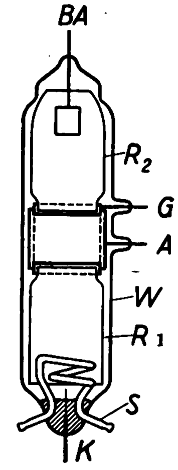


Fig. 8.
Schnitt durch eine *Hg*-Verstärker-Röhre.

meiden. Dieses gelingt einmal durch bessere Wahl der Gitterkonstanten (engeres Gitter), dann sind Fremdgase, die ionisiert werden können, vollständig zu beseitigen, ebenso *Hg*-Teilchen, die vom *Hg*-Dampfstrom mitgerissen werden, außerdem ist der Ionisationszustand des *Hg*-Dampfes durch geeignete Einstellung des Dampfdruckes zu beeinflussen. Dann muß der vom Steuergitter und Steueranode begrenzte Raum vollkommen gegen die Bogenentladung abgeschlossen sein, so daß tatsächlich nur durch das Gitter hindurch eine Einwirkung der Anodenspannung auf die Entladung möglich ist. Letztere Trennung ist z. B. bei den Hochvakuum-Glühkathodenröhren nicht nötig.

Konstruktion der *Hg*-Verstärkerröhre.

Die Konstruktionseinzelheiten einer derartigen Quecksilberdampf-Verstärkerröhre sind aus der Fig. 8 zu ersehen.

Ein weites Glasrohr *W* enthält in der Mitte den Steuerraum; dieser wird begrenzt von dem Anodenzylinder *A* aus dünnwandigem Eisen- oder Wolframblech. Durch Isolierstücke wird das aus Eisen- oder Wolframdraht bestehende Gitter in wenigen mm Abstand konzentrisch gehalten. In die das Gitter abschließenden Eisenringe sind zwei Glasstutzen R_1 und R_2 gut eingepaßt. Sie liegen auf größerer Länge möglichst dicht am äußeren Rohr *W* an. In der Nähe der Kathode sitzt der untere Stutzen R_1 gut auf dem

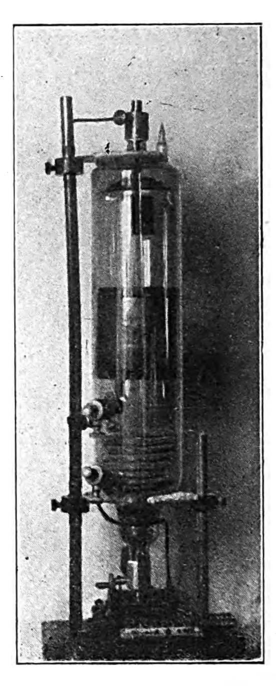


Fig. 9.
Hg-Verstärkerröhre mit 1 Steuereinsatz.

Außenrohre auf. Die Bogenanode *BA* befindet sich noch innerhalb des inneren Stutzens R_2.

Die Entladung kann jetzt zur Steueranode *A* nur durch das Gitter *G* hindurchgelangen. Der sogenannte Steuerraum, in dem sich nur Elektronen aufhalten und durch passend gewählte Dimensionen die Bildung von Ionen durch Elektronenstoß verhindert wird, ist also vollständig von dem Lichtbogenraum mit seiner quasineutralen Ladung, in der positive Ionen und Elektronen gleichmäßig vorhanden sind, getrennt. Ferner sind durch sorgfältige Entgasung des Glases und der Metallteile Fremdgase bis unter 10^{-5} mm *Hg* beseitigt. Das Mitführen von *Hg*-Teilchen im Dampfstrom wird durch die Kühlschlange *S* verhindert. Hier kondensiert sich das verdampfende *Hg*, soweit es nicht als Ionen zum Stromtransport im Lichtbogen dient, so daß sich innerhalb des ganzen Entladungsgefäßes an keiner anderen Stelle ein *Hg*-Niederschlag bildet. Damit ist dann auch der *Hg*-Dampfdruck innerhalb des Gefäßes bestimmt. Welchen Einfluß der Dampfdruck bzw. die Kühlung auf die charakteristischen Eigenschaften der Röhre ausübt, werden wir gleich noch sehen. Innerhalb des Kathodenquecksilbers ist noch ein Eisen- oder Wolframstift oder -blech zum tadellosen Festhalten des Kathodenflecks angeordnet. Durch diesen, an sich bekannten Kunstgriff erzielt man in der Lichtbogenentladung vollkommen stabile Verhältnisse. Die Bogenanode *BA* ist ein relativ sehr großflächiger Eisen-, Wolfram- oder Graphitkörper.

Die Fig. 9 zeigt diese Einzelheiten in der Photographie eines ausgeführten Rohres. Dieses hat einen äußeren

Durchmesser von 12 cm und eine Höhe von etwa 50 cm. Die Länge des Steuerraumes beträgt etwa 10 cm. Die Zündung erfolgt durch den Entladungsstoß eines Kondensators durch einen kleinen Funkeninduktor entweder mit einer kleinen Innenelektrode oder mit einem außen um die Kathode herumgelegten Zündring. Durch die hohe Feldstärke werden stets vorhandene Elektronen so beschleunigt, daß sie stoßionisieren und so die Bogenentladung einleiten.

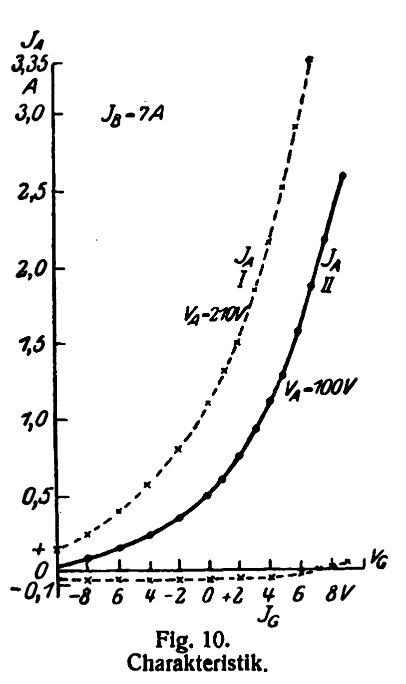


Fig. 10.
Charakteristik.

Charakteristiken.

Die Fig. 10 zeigt den Verlauf des Anodenstromes in Abhängigkeit von der Gitterspannung bei einem Bogenstrom von 7 Amp. Der Bogenstrom ist dabei immer an der Brennanode gemessen. Die Werte der Anodenspannung

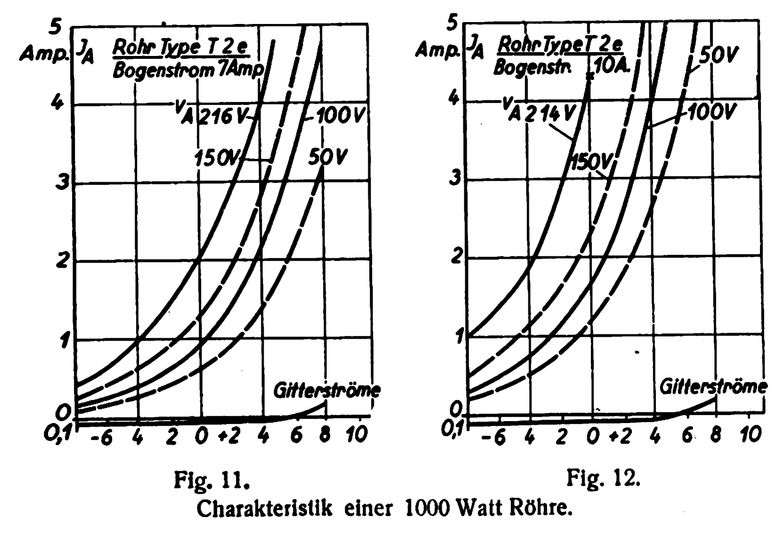


Fig. 11. Fig. 12.
Charakteristik einer 1000 Watt Röhre.

von 100 bzw. 210 Volt lassen Ströme bis 2,5 bzw. 3,3 Amp. auftreten. Der Gitterstrom ist ein positiver Ionenstrom, er ändert sich von —10 V bis +4 V kaum, nimmt dann bis +7 V allmählich auf Null ab und ändert dann sein Vorzeichen. Der sog. Durchgriff ist sofort aus der Charakteristik zu entnehmen. Er beträgt bei dieser Type von 120 mm Durchmesser 3%. Fig. 11 und 12 zeigen die Charakteristiken bei 7 und 10 Amp. Bogenstrom für 4 verschiedene Anodenspannungen zwischen 50 und 216 V. Die Anodenströme gehen bis 5 Amp. bzw. noch darüber hinaus.

Der Einfluß der Bogenstromstärke ist derselbe wie der der Heizung bei Glühkathodenröhren. Man erhält eine Verschiebung der Kurven nach links. Zu beachten ist, daß in den Figuren die Ordinaten in Ampere aufgetragen sind. In der Fig. 13 ist für dasselbe Rohr die Abhängigkeit der Steilheit in mA/V von der Gitterspannung aufgetragen. Die Steilheiten nehmen mit zunehmender Gitterspannung stark zu und steigen von 100 auf 900 mA/V an. Die Steilheit erreicht kein Maximum, sondern wächst immer weiter im Gegensatz zum Vakuumverstärkerrohr, wo sie nur einige mA/V ist und bald konstant bleibt. Der innere Widerstand (Fig. 14) wird immer kleiner;

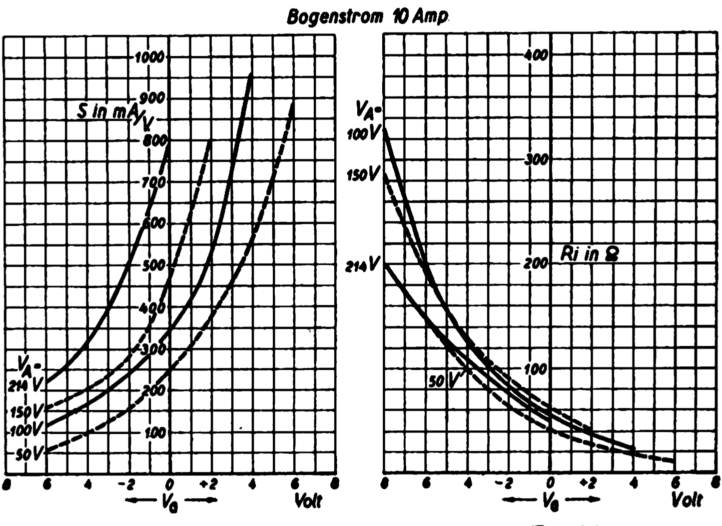


Fig. 13. Fig. 14.
Steilheit und innerer Widerstand 120 mm Durchmesser.

er ist bei 0 Volt Gitterspannung ca. 70 Ohm groß. Bei einer Vakuumröhre ist der Verlauf ein ähnlicher, nur sind die Größenordnungen ganz andere. Bei

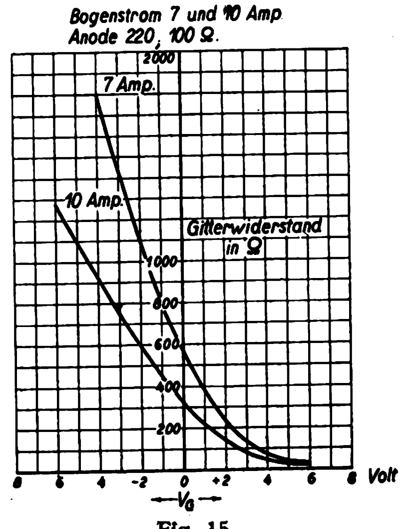


Fig. 15.
Gitterwiderstand (800 Hertz, 1 Volt).

VG = 0 haben wir dort 5—10 000 Ohm. Für die Verwendung der Röhre in der Verstärkerschaltung interessiert noch der Gitterwiderstand. Dieser ist mit 800 Hertz und 1 Volt Spannung in der Wechselstrombrücke gemessen, ca. 600 Ohm bei 0 Volt Vg. Aus der Fig. 15 entnimmt man, daß auch er stark fällt, im Gegensatz zu einer Glühkathoden-Vakuumröhre, bei der man ihn im Gebiet negativer Gittervorspannung stets als unendlich groß ansetzen kann. Da wir mit nur geringen Spannungsschwankungen am Gitter zu arbeiten brauchen, um die Charakteristik auszu-

steuern, müssen wir bei Anwendung von Transformatoren beim Uebergang von einer Glühkathodenröhre auf das Gitter der *Hg*-Röhre heruntertransformieren. Andererseits kann man wegen des abnehmenden Gitterwiderstandes auch den Anodenstrom bei praktisch fast gleichbleibender Steilheit aussteuern. Die Röhre arbeitet in der Praxis viel verzerrungsfreier als man zunächst aus der immer steiler

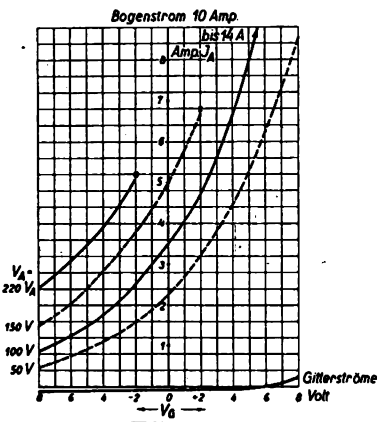


Fig. 16.
Charakteristik einer *Hg*-Röhre. 150 mm Durchmesser.

ansteigenden Anodenstrom-Gitterspannungs-Charakteristik entnehmen würde. Die Arbeitskennlinie verläuft im übrigen eine große Strecke linear. Man kann auf diese Weise sogar zu einer Pseudo-Sättigung des Anodenstroms kommen, weil wegen des geringer werdenden Gitterwiderstandes die Gitterspannung zusammenbricht, während sonst der Anodenstrom bis zum Uebergang zum Lichtbogen dauernd ansteigt. Ferner sei noch in diesem Zusammenhang darauf aufmerksam gemacht, daß die bei der Konstruktion der Arbeitskennlinie zu berücksichtigende Anodenrestspannung wegen des geringen Spannungsabfalls in der Röhre auch nur mit etwa 15 Volt in Rechnung gesetzt werden braucht. Man sieht, daß im großen und ganzen für die Verwendung der Röhren dieselben Gesetzmäßigkeiten und Ueberlegungen

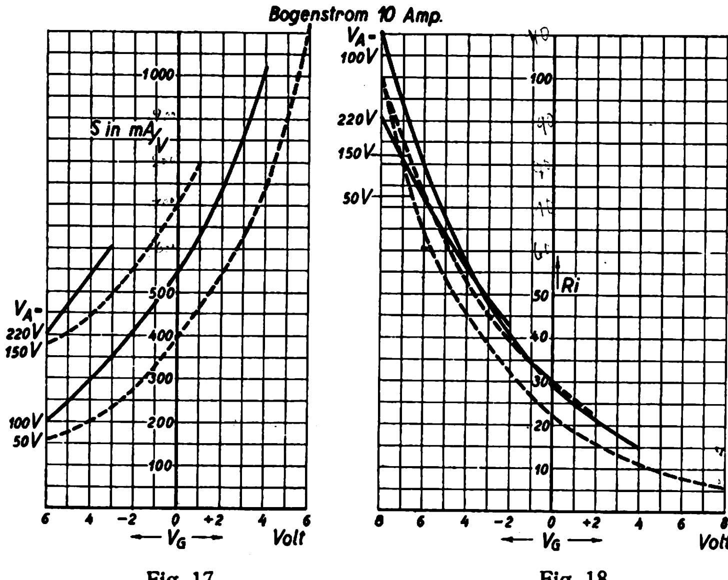


Fig. 17. Fig. 18.
Steilheit und innerer Widerstand 150 mm Durchmesser.

gelten, wie bei den Vakuumröhren, nur sind die Widerstände stark verkleinert, die Stromstärken stark vergrößert, und es muß mit dem Vorhandensein eines Gitterstromes bei geringem Gitterwiderstand gerechnet werden.

Die Fig. 16 zeigt die Charakteristik eines Rohres von 150 mm Durchmesser. Hier gehen die Anodenströme bis 8 Amp. und darüber, z. B. bei $V_A = 100$ V steigt J_A bis auf 14 Amp. an.

Der Verlauf der Steilheit in mA/V in Abhängigkeit von der Gitterspannung ist in Fig. 17 dargestellt. Sie steigt von 200 mA/V bis 1000 mA/V an. Der innere Widerstand des Rohres (Fig. 18) verläuft ähnlich wie bei der *Hg*-Röhre von 120 mm Durchmesser. Bei $V_G = 0$ V ist er etwa halb so groß wie bei der oben genannten Type und beträgt etwa 30 Ω. Der Durchgriff ist bei diesem Rohr etwas größer gewählt und liegt bei 5%.

Einfluß der Kühlung[12]).

Wendet man keine Kühlung an, dann steigt der *Hg*-Dampfdruck in der Röhre, außerdem werden vom Kathodenfleck aus *Hg*-Teilchen in die Nähe des Steuerraumes geschleudert, die freie Weglänge der Elektronen im *Hg*-Dampf wird jetzt sehr gering, so daß ein Elektron leicht durch Stoß ionisieren und einen Durchschlag des Lichtbogens hervorrufen kann. Die Betriebssicherheit der Röhre leidet also durch zu geringe Kühlung. Die Fig. 19 veran-

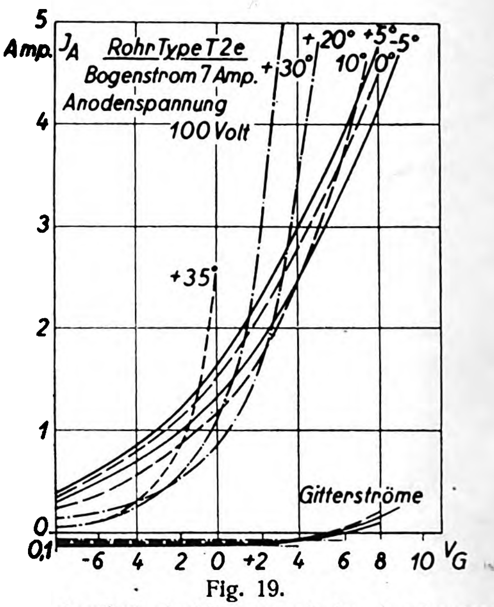


Fig. 19.
Einfluß der Kathodenkühlung auf den Anodenstrom

schaulicht den Einfluß der Kühltemperatur auf den Anodenstrom zwischen —5° und +35° C. Zur Kühlung ist ungefähr ¼ Liter/min erforderlich. Die Temperaturen des Kühlwassers sind beim Austritt aus der Röhre gemessen. Beim Eintritt ist das Wasser etwa ½° kälter. Die Kühlleistung ist also sehr gering. Sie beträgt nur 8—20 cal/Std. Trotzdem ist sie sehr wichtig. Aus der Charakteristik kann man einmal entnehmen, daß der Verlauf des Anodenstromes zwischen —5 und +10° C fast ungeändert bleibt. Erst bei höheren Temperaturen werden die Elektronengeschwindigkeiten kleiner, so daß das Anodenfeld auf die Elektronen in der Entladungsbahn stärker einwirken kann. Die Steilheiten werden größer, andererseits erfolgen aber auch leichter Durchschläge.

Die Fig. 20 zeigt die Steilheiten in mA/V in Abhängigkeit von der Gitterspannung. Während bis +10° C die Steilheiten bis zu 700 mA/V zunehmen, erfolgen die Steigerungen der Steilheit bei höheren Temperaturen stärker. Bei +30° C erreicht die Steilheit Werte von fast 2 Amp./Volt. Ebenso interessant ist auch der Verlauf des inneren Widerstandes. Nach Fig. 21 ist er auch stark von der Temperatur abhängig,

[12]) Vgl. E. Lübcke, Ztschr. f. techn. Phys. 8, S. 448, 1927.

sobald man etwa —5° C und +10° C überschreitet. Zwischen —5° C und +10° C liegen die Kurven fast zusammen. In dem für den Betrieb des Rohres in Frage kommenden Bereich von $V_G = 0$ V nach positiven Werten hin besteht kaum noch ein Unterschied für die einzelnen Temperaturen.

Durch die Kühlung der Kathode bzw. des Kathodenraumes wird die ganze Bogenentladung beeinflußt. Ohne Kühlung ist die elektrische Charakteristik des *Hg*-Dampf-Vakuumlichtbogens eine fallende wie beim normalen Lichtbogen. Mit Kühlung ist die Charakteristik dagegen im allgemeinen schwach steigend. Das Aussehen der Entladung ist auch ganz anders. Ohne Kühlung hat man ein grünlich-weißliches Licht. Die Kühlschlange ist natürlich vollständig durchsichtig, der Raum oberhalb der Anode vollständig dunkel. Mit Kühlung ist die Kühlschlange undurchsichtig, da sich das verdampfende *Hg* auf ihr niederschlägt.

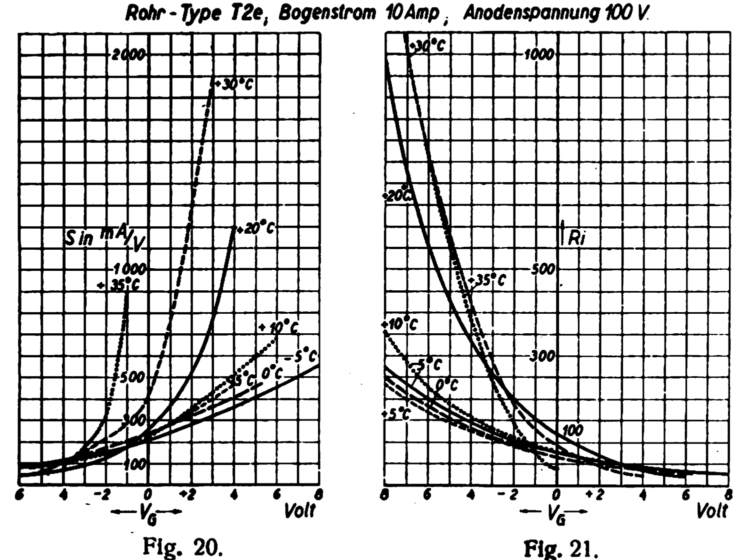


Fig. 20. Fig. 21.

Steilheit und innerer Widerstand bei verschiedenen Kühltemperaturen.

Das Licht ist jetzt bläulich mit etwas rötlichem Schein, der auch den ganzen Anodenraum erfüllt. Im Spektrogramm zeigen sich jetzt oberhalb der gelben Linien 5770 Å und 5780 Å neue Linien im roten, ebenso erscheinen neue Linien im blauen Teil.

Leistungssteigerung[13]).

Die zuerst besprochenen Charakteristiken sind bei einem Rohr von 120 mm Durchmesser aufgenommen. Die erzielbare Gleichstrom-Anodenleistung von 1 kW ist abhängig von den Dimensionen des Steuereinsatzes. Im Durchmesser ist man aus praktischen Gründen zunächst beschränkt. Man könnte also, um bei gleichbleibender Stromdichte einen höheren Gesamtstrom zu erzielen, die Höhe des Steuereinsatzes vergrößern. Jetzt muß man berücksichtigen, daß längs des Lichtbogens das Potential gegenüber der Kathode sich ändert, so daß also auch längs des Steuereinsatzes das Potential sich ändert, und man somit bei einer für das ganze Gitter gemeinsamen Vorspannung gegen die Entladung verschiedene Potentialdifferenzen erhält. Damit ist die Schirmwirkung des Gitters längs seiner ganzen Höhe auch nicht konstant. Macht man also das Gitter zu hoch, dann erfolgen leicht Durchschläge. Bei dem Rohr von 120 mm Durchmesser ist die Strecke zwischen Bogenkathode und Bogenanode ungefähr 40 cm lang, die Höhe des Gitters 10 cm. Im allgemeinen ist es günstig, den Steuerraum nicht höher als seinen Durchmesser auszubilden. Um bei gleichem Rohrdurchmesser eine Leistungssteigerung zu erreichen, kann man mehrere Steuereinsätze in einem Rohr anordnen und durch Parallelschaltung der Anoden eine Steigerung des Anodenstromes erreichen. Die Gitter sind dabei ebenfalls parallel zu

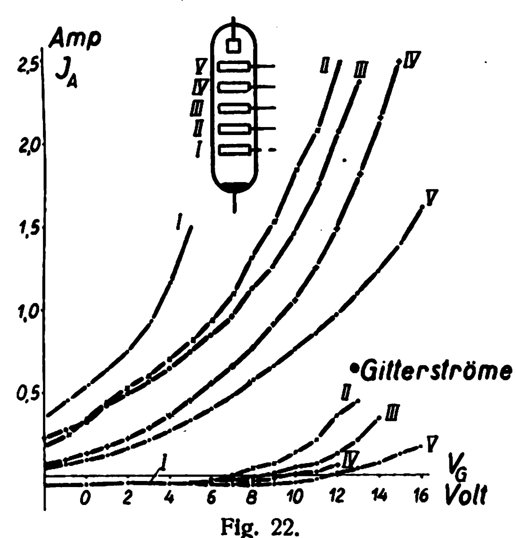


Fig. 22.

Charakteristik eines Rohres mit 5 Steuereinsätzen.

schalten. Nimmt man bei einem Rohr mit 5 Steuereinsätzen von je 5 cm Höhe für jeden Steuereinsatz die Charakteristik auf, dann liegen sie alle nebeneinander (Fig. 22), zwischen jedem Einsatz besteht eine Spannungsdifferenz von etwa 1,5 Volt. Schaltet man jetzt vor jeden Einsatz, vom obersten (mit *V* bezeichnet) anfangend, eine von Einsatz zu Einsatz um je 1,5 V zunehmende Vorspannung und nimmt die Charakteristik für jeden Einsatz gesondert auf, dann erhält man ein fast völliges Zusammenfallen aller 5 Charakteristiken (Fig. 23). Schaltet man jetzt die Einsätze, von V anfangend, einen nach dem anderen parallel, dann findet ein immer weiteres Ansteigen des Anodenstromes (Fig. 24) statt. Um zahlenmäßig genau die Verhältnisse verfolgen zu können, sind in der Zahlentafel 2 die gemessenen Werte angegeben, wie sie der Darstellung der Fig. 24 zugrunde liegen.

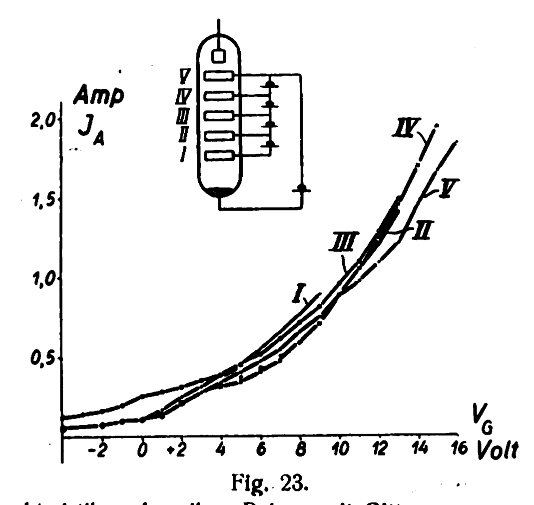


Fig. 23.

Charakteristiken desselben Rohres mit Gittervorspannungen.

[13]) Vgl. auch E. Lübcke, VDE-Fachberichte 1927, S. 124.

Zahlentafel 2.

Zahl der Einsätze	Spannung am Gitter in Volt 10	8	7	6	5	4	2
	Anodenstrom in Amp.						
1) V	gem. 0,78	0,57	0,48	0,40	0,32	0,26	0,17
2) V+IV	„ 1,80	1,35	1,13	0,98	0,75	0,58	0,40
	add. 1,60	1,15	0,96	0,80	0,65	0,51	0,32
3) V+IV+III	gem. 2,70	1,96	1,65	1,44	1,22	1,00	0,68
	add. 2,51	1,89	1,61	1,40	1,15	0,98	0,62
4) V+IV+III+II	gem. —	2,70	2,34	1,84	1,35	1,38	—
	add. —	2,55	2,18	1,87	1,54	1,30	—
5) V+IV+III+II+I	gem. 4,1	3,60	3,25	2,55	2,00	1,55	—
	add. 4,49	3,32	2,82	2,35	1,92	1,61	—
6) V+IV+III+II+I	gem. 4,1	3,6	3,25	2,55	2,00	1,55	—
5×V	ber. 3,9	2,85	2,40	2,00	1,60	1,30	—

Unter dem gemessenen Wert ist der addierte angegeben, d. h. der Wert, der sich aus den in den einzelnen Einsätzen gemessenen Anodenströmen (vgl. Fig. 23) additiv zusammensetzt. Im allgemeinen ist hier die Uebereinstimmung eine recht gute. In der letzten Zeile sind die im obersten Einsatz V gemessenen Anodenströme mit 5 multipliziert

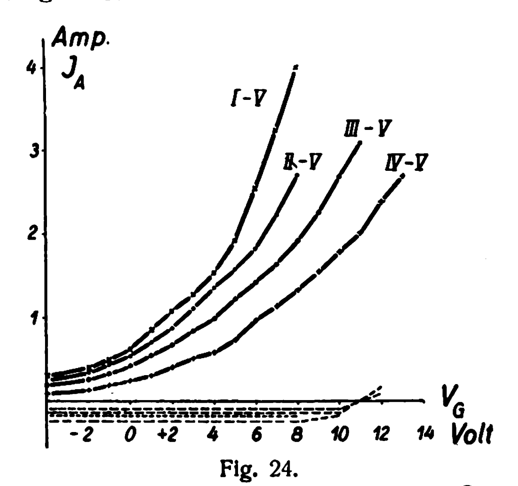


Fig. 24.
Zunahme des Anodenstromes bei Parallelschaltung von Steuereinsätzen.

und können so leicht mit den in allen 5 parallel geschalteten Einsätzen gemessenen Strömen verglichen werden. Da der Gittervorspannungsunterschied von 1,5 V von Einsatz zu Einsatz nicht ganz genau stimmt und da außerdem aus dem der Kathode am nächsten gelegenen Einsatz ein etwas höherer Anodenstrom entnommen werden kann, sind hier die gemessenen Werte durchgehend höher als die berechneten.

Die Röhre selbst ist in ihrem Bau und ihrer Größe aus der Fig. 25 erkenntlich. Sie ist mit ihren Dimensionen und 13 Einschmelzungen schon ein glastechnisches Kunststück. Zu beachten ist auch, daß zwischen jedem Steuereinsatz ein Isolierrohr eingesetzt ist, und daß der gesamte vom Außenrohr und den 5 Steuereinsätzen begrenzte Steuerraum gegen den Bogenentladungsraum durch Gitter oder Isolierstücke vollständig dicht getrennt ist.

Aber außer durch Vermehrung der Steuereinsätze läßt sich die zu entnehmende Leistung natürlich auch noch durch Vergrößerung des Durchmessers steigern. In der Fig. 16 war schon die Charakteristik eines Rohres mit 150 mm Durchmesser angegeben. Hier liegen die günstigsten Daten noch nicht genau fest. Ich vermute aber, daß man mit dem Rohr von 150 mm Durchmesser eine ca. 2 bis 3 mal so große Leistung wie mit der engeren Type erreichen kann. Dabei würde wahrscheinlich bei Glasaggregaten die oberste Grenze erreicht sein. Bereits mit einem derartigen Rohre sind ja schon ziemlich große Energiebeträge zu steuern usw. Will man zu noch größeren Einheiten übergehen, wird man die Röhre, analog der *Hg*-Groß-Gleichrichter, auch in eisernen Gefäßen unterbringen.

Anwendungen.

Während die Hochvakuumröhre wegen ihres geringen Anodenstroms für Gleichstromsteuerzwecke kaum verwendet werden kann, eignet sich die eben im einzelnen beschriebene sehr gut dazu. Folgender Demonstrationsversuch kann die Steuerwirkung veranschaulichen. Im Gitterkreis

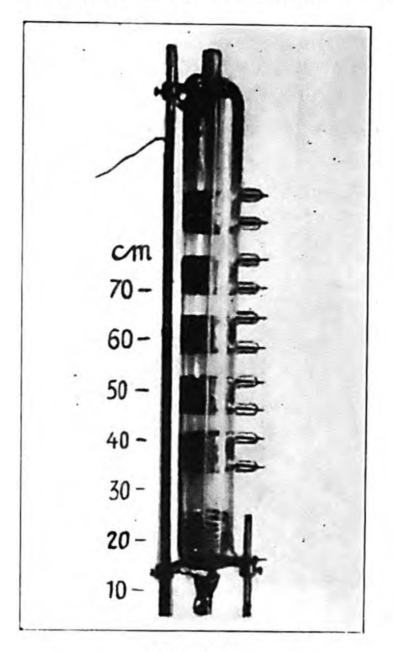


Fig. 25.
Hg-Röhre mit 5 Steuereinsätzen.

liegt eine mit Potentiometer veränderliche Spannung von +10 bis —10 Volt. Mit der Anode liegt in Serie eine Reihe von 6 parallel geschalteten 100-Watt-Lampen, angeschlossen an den + Pol der 220-Volt-Leitung. Bei 7,5 Amp. Bogenstrom kann man durch Verändern der Gitterspannung um

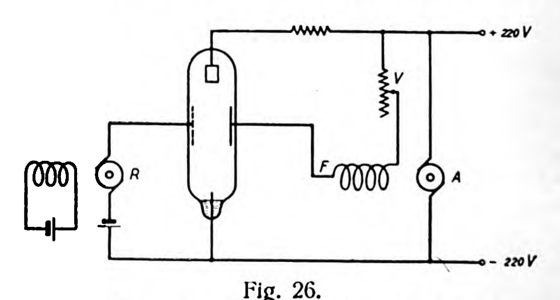


Fig. 26.
Regulierung von Generatoren und Motoren.

nur wenige Volt die 6 Glühlampen voll und ganz aussteuern und kommt dabei auf Anodenströme von über 4 Amp. Die Röhre ist also ein mit kleiner Steuerleistung kontinuierlich zu verändernder Widerstand. In dem gleichen Sinne wird die Röhre in der Schaltung nach Fig. 26 benutzt. Hier liegt im Anodenkreis das Feld *F* eines Motors *A*, dessen Umdrehungen durch geringe Leistungen im Gitterkreis, z. B. durch eine kleine gekoppelte Gebermaschine *R*, leicht und bequem beeinflußt werden können. Dasselbe gilt auch für die Erregung eines Generators, dessen Spannung oder Strom z. B. konstant gehalten werden sollen. Hier sind wegen des geringen inneren Widerstandes des Rohres die

Feld- oder Erregerwicklungen nicht umzuändern. Versucht man nämlich eine Maschinensteuerung mit Hochvakuumröhren, so sind zunächst die Felder hochohmig und für Hochspannung geeignet auszuführen.

Eine weitere schon kompliziertere Schaltung, die für einen Spezialzweck entwickelt ist, ist in Fig. 27 dargestellt.

Durch eine Phasenverschiebung zwischen zwei Wechselströmen, hervorgerufen durch Verstellen an dem Phasenregler *P*, soll die Erregung des Generators *G* schnell und kontinuierlich umgesteuert werden. Einer gemeinsamen

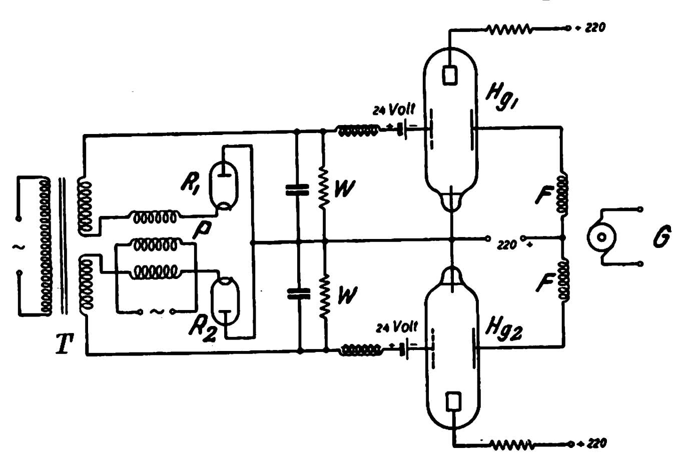


Fig. 27.
Umsteuerung von Generatoren.

Vorspannung, entnommen dem Transformator *T*, überlagert man die beiden in Betracht kommenden Wechselströme, entnommen dem Drehtransformator *P*. Die resultierenden Spannungen werden durch die Glühkathoden-Molybdän-Argon-Gleichrichter R_1 und R_2 in Gleichspannungen verwandelt. Diese wirken entgegen einer Gittervorspannung auf die Gitter der beiden Quecksilber-Ver-

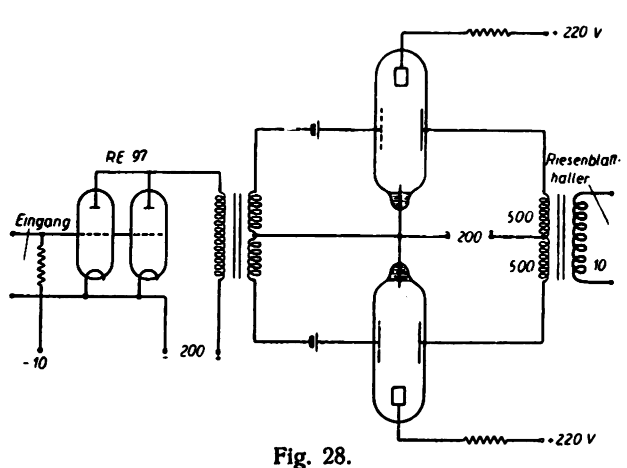


Fig. 28.
Gegentakt-Verstärker-Schaltung.

stärkerröhren Hg_1 und Hg_2 ein. Charakteristisch für die Quecksilber-Röhre sind dabei die Widerstände *W* im Gitterkreise (etwa 100 Ohm) und *F* im Anodenkreise (etwa 70 Ohm). Die Feldwicklungen *F* sind gegeneinander geschaltet. Die Ströme schwanken in ihnen zwischen 0,5 und 3 Amp., so daß der Erregerstrom insgesamt zwischen +2,5 Amp. und —2,5 Amp. kontinuierlich eingestellt werden kann.

Für Wechselstromverstärkung ist die Röhre natürlich auch brauchbar, und zwar hauptsächlich als Endrohr. Ich habe sie z. B. zum Betrieb des ebenfalls im Forschungs-Laboratorium entwickelten Riesenblatthallers benutzt. Für das Sprechen ins Freie ist sie hier ohne weiteres anwendbar. Für feine Musik noch nicht so sehr, da dem verstärkten Strom immer noch ein leichtes Rauschen überlagert ist[14]).

Ueber den Bereich der Frequenzen, die mit der *Hg*-Röhre zu verstärken sind, läßt sich heute nur sagen, daß Messungen zwischen 50 Hertz und 100 m Wellenlänge (3×10^6 Hertz) ausgeführt sind.

Bei der Benutzung der *Hg*-Röhre zu Verstärkungszwecken wendet man praktisch die Gegentaktschaltung an, weil dabei die hohen Anodenströme keine schädliche Magnetisierung des Eisenkerns im Anodenkreise hervorrufen. Die Fig. 28 zeigt wieder ein Heruntertransformieren der Gitterspannung.

Dann ist die Röhre noch als Generator für etwa 100 bis 200 Watt zu entnehmende Wechseleistung benutzt, und

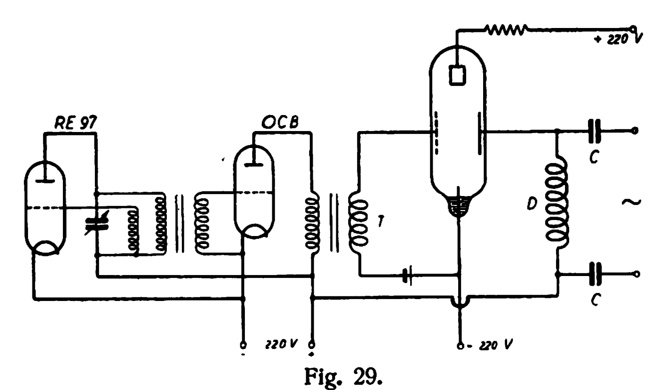


Fig. 29.
Erzeugung von Tonfrequenzströmen 500—20000 Hertz.

zwar für Frequenzen von 50 bis 20 000 Hertz. Eine *RE* 97-Röhre (Fig. 29) erzeugt in Rückkopplungsschaltung Schwingungen, die durch zwei parallel geschaltete *OCB*-Rohre über den Transformator *T* auf das Gitter der *Hg*-Röhre einwirken. Im Anodenkreis haben wir eine Drossel *D*, an der über zwei Kapazitäten *C* die Wechselspannung entnommen werden kann. Dieser Apparatur, die zum Anschluß an 220 Volt vorgesehen ist, ließen sich die in Fig. 30 aufgezeichneten Leistungen entnehmen. Die Gitterleistung bzw. Gitterwechselspannung ist dabei nicht genau konstant gehalten.

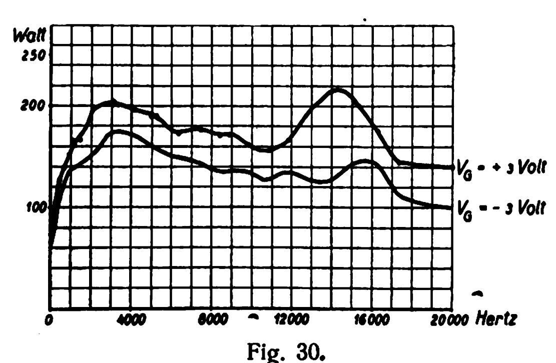


Fig. 30.
Verlauf der entnommenen Leistung von 500—20000 Hertz.

Lichtbogenleistung.

Beim Vergleich mit der Glühkathodenröhre entspricht der Glühdraht dort dem Lichtbogen hier. Bei Betrachtungen des Wirkungsgrades z. B. entspricht dann der Heizleistung die Lichtbogenleistung. Die meist benutzten Bogen-Stromstärken liegen zwischen 7 und 10 Amp. Die Bogenspannung liegt zwischen 22 und 25 Volt, so daß in der Röhre selbst eine Leistung von 150 bis 250 Watt für den Lichtbogen verbraucht wird. Eine Leistung gleicher Größenordnung hat man bei der Glühkathodenröhre auch nötig für gleiche

[14]) Beim Vortrag erfolgte die Vorführung eines Siemens-Großlautsprechers mit dem Hg-Verstärkerrohr als Endrohr.

Röhrenleistung (abgesehen von der Anodenspannung). In den Figuren ist der Bogenstrom meist einer 220-Volt-Leitung unter Vorschaltung geeigneten Widerstandes entnommen. Dabei hat man einen Verlust 1,5 bis 2 kW im Vorschaltwiderstand in Kauf zu nehmen. Diesen kann man jedoch leicht dadurch vermeiden, daß man einem Akkumulator oder einer kleinen Maschine einen Strom von 7—10 Amp. bei 28—30 V Klemmspannung entnimmt. Hierbei brennt der Bogen noch völlig stabil. In diesem Punkte gleichen sich beide Röhrentypen.

Lebensdauer.

Zur Lebensdauerprüfung wurde zunächst eine Röhre mittlerer Qualität herausgegriffen und in Dauerbetrieb genommen. Diese Röhre mußte leider nach einer ununterbrochenen Brenndauer von etwa 2000 Stunden aus dem Dauerversuche herausgenommen werden. Am 1. 10. 27 wurde eine zweite Röhre mit Dauerbelastung eingeschaltet. Diese ist seitdem ununterbrochen im Betrieb. Das ergibt also Ende Mai 1928 eine Betriebszeit von 6500 Stunden. Wahrscheinlich läßt sie sich noch weiter erhöhen. Natürlich ist dabei die Röhre von der Pumpe abgenommen. Sobald die Röhre wirklich hinreichend entgast und einige Zeit mit Ueberlastung im Betrieb gewesen ist, kann man sie abschmelzen. Es ist jetzt natürlich Vorsicht vor neuen Ueberlastungen geboten. Diese treten nur bei Unvorsichtigkeiten in Form von Durchschlägen auf.

Zusammenfassung.

Es wird eine Verstärkerröhre beschrieben, die einem Quecksilberdampf-Lichtbogen die Elektronen entzieht. Dabei erzielt man bei Anodenspannungen bis 220 Volt Anodenströme bis 5 Amp. und darüber (im Einzelfall bis 14 Amp.). Dieser Anodenstrom ist durch Aenderungen der Gitterspannungen um wenige Volt kontinuierlich zu steuern. Die Steilheit des Anodenstromes beträgt im Mittel etwa 0,5 Amp./Volt. Der innere Widerstand des Rohres ist gering, im Mittel etwa 70 Ohm. Diese Eigenschaften machen die Quecksilberdampf-Verstärkerröhre auch für Zwecke der Starkstromtechnik geeignet. Es werden Anwendungsbeispiele aus der Starkstrom- und Fernmeldetechnik gegeben.

(Eingegangen am 20. März 1928.)

Frequenzvervielfachung durch Eisenwandler*).

Von Ernst Kramar.

(Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule in Dresden.)

Inhaltsübersicht.

A. Einleitung.
  I. Schaltung, Wirkungsweise.
  II. Die Grundlagen der vereinfachten Lösung.

B. Leerlauf des Frequenzwandlers. Induktivität und Spannung des Wandlers.

C. Belastung des Frequenzwandlers.
  I. Der stark gedämpfte Sekundärkreis.
  II. Der schwach gedämpfte Sekundärkreis.
  III. Der ungedämpfte Sekundärkreis.
  IV. Die Nebenwellen.
  V. Die Berechnung des Frequenzwandlers.

Bezeichnungen.

p, i	Montanwerte der Spannung und des Stromes,		
P, J	Effektivwerte der Spannung und des Stromes,		
$\mathfrak{P}, \mathfrak{J}$	Amplitudenwerte der Spannung und des Stromes,		
L	Induktivität,	N	Leistung,
C	Kapazität,	Φ	Fluß,
R	Widerstand,	n	Windungszahl,
f, ω	Frequenz, Kreisfrequenz	k	Vervielfachungsziffer.

Indices:

3, 5, 7 ...	Vielfache der Grundfrequenz, „Harmonische".
I, II	I den Primärkreis, II den Sekundärkreis betreffend.
p_{IIs}, $\mathfrak{P}_{IIs}$	Momentan- bzw. Amplitudenwert der Sekundärkreis-Kondensatorspannung während der Stoßzeit T_s
p_{IIa}, i_a	Anfangswerte der Sekundärkreis-Kondensatorspannung, bzw. des Stromes bei Stoßbeginn (für $t = t_a$),
$\mathfrak{P}_{I,e}$, i_e	Endwerte für Spannung und Strom für $t = t_e$.
$p_{IIa\,max}$, $p_{IIe\,max}$	Letzte Amplitude der Sekundärkreis-Kondensatorspannung vor, bzw. erste Amplitude nach dem Stoße.

In letzter Zeit sind wiederholt Veröffentlichungen in der Literatur über das vorliegende Thema erschienen. Vor allem sind hier die Münchener[1]) und Breslauer[2]) Arbeiten bemerkenswert, deren Herausgabe vor Abschluß dieser Dissertation erfolgte. Während die erwähnten Abhandlungen auf Grund zahlreicher oscillographischer Aufnahmen die verwickelten Vorgänge zu klären suchen, werden hier zur Lösung in der Hauptsache graphische Methoden verwendet. Es wird gezeigt, daß sich auf Grund einer vereinfachten Vorstellung der Wirkungsweise eines Frequenzwandlers die Vorgänge leicht übersehen lassen; es werden Formeln entwickelt, die eine annähernde Berechnung der einzelnen Teile der Anlage gestatten.

A. Einleitung.

I. Erklärung der Schaltung, Wirkungsweise.

Die Wirkungsweise der Frequenzvervielfachung besteht darin, eine Eisendrossel, die in Reihe mit einer Induktivität an einer Wechselstromquelle liegt, so hoch zu sättigen, daß die volle Ummagnetisierung des Eisens nur in einem Bruchteil der Halbperiode des durchfließenden Stromes (von der Frequenz f_1), der sogenannten Stoßzeit T_s, erfolgt, wodurch die an der Drossel hervorgerufene Spannung eine außerordentlich spitze Kurvenform erhält. Ein von dieser Spannungsspitze angestoßener Schwingungskreis (Sekundärkreis) (Fig. 1) wird so zu Eigenschwingungen angeregt,

*) Auszug aus der am 1. 12. 1926 eingereichten Doktordissertation.

[1]) Plendl, Sammer, Zenneck, Jahrb. f. drahtl. Tel. 26, S. 98, 1925; und 27, S. 101, 1926; weitere Literatur daselbst; Guillemin, Arch. f. Elektrot. 17, S. 17, 1926.

[2]) Hilpert u. Seydel, E. T. Z. 47, S. 433, 472 und 1014, 1926.

deren Frequenz (f_{II}) durch die Größe von L_{II} und C_{II} bestimmt ist. Die Eisendrossel, die in folgendem als Wandler bezeichnet werden möge, ist als der Generator für die Oberschwingungen[3]) aufzufassen. Da in den periodisch auftretenden Spannungsspitzen nur ungeradzahlige Oberschwingungen der Grundfrequenz f_I enthalten sein können, so wird sich im Sekundärkreis im allgemeinen nur dann ein starker Strom J_{II} ausbilden, wenn

$$f_{II} = \sim \frac{1}{2\pi\sqrt{L_{II}\cdot C_{II}}} = k_I \cdot f_I \quad (k = (1), 3, 5\,..)\ \text{ist.}$$

Die große Primär-Induktivität L_I verhindert einen Ausgleich der im Wandler erzeugten Oberschwingungen über den Primärkreis, sie hält den Primärstrom J_I merklich sinusförmig. Ist L_I zu klein, so entstehen auch im Primärkreis beträchtliche Ströme der verschiedenen Harmonischen,

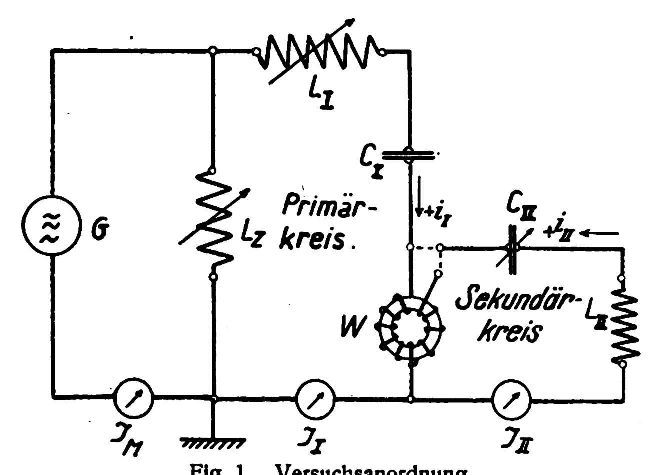


Fig. 1. Versuchsanordnung.
$C_I = 0{,}276\ \mu F$, $L_I = 1{,}45\cdot 10^{-3}\ Hy$, $L_z \sim 2\cdot 10^{-4}\ Hy$
$f_I = 6750$ Hertz
W = Frequenzwandler: Ring aus 0,05 mm starkem Eisendraht mittlerer Durchmesser D_m = 5,5 cm, Eisengewicht G = 75 gr; Wicklung: je 70 Windungen primär und sekundär; Hilfswicklung von 7 Windungen für Spannungsaufnahmen im Braunschen Rohre.

die sich der Grundfrequenz überlagern und so eine verzerrte Stromkurve hervorrufen.

Um nun die hohen Magnetisierungsströme durch die Luftdrossel L_I und Eisendrossel W zu treiben, wäre eine hohe Maschinenspannung nötig; schaltet man einen Kondensator in Reihe mit den beiden Induktivitäten, so genügt bei richtiger Bemessung — ähnlich dem Falle der Spannungsresonanz bei einfachen Schwingungskreisen — eine wesentlich kleinere Maschinenspannung. Durch Parallelschaltung einer Induktivität L_z zur Maschine, kann dann der den eisenhaltigen Resonanzkreisen eigentümliche kapazitive Strom[4]) kompensiert werden, so daß den Generator nurmehr ein geringer, den Verlusten entsprechender Wirkstrom, durchfließt. (Schmidt-Pungs'sche Schaltung.)

II. Die Grundlagen der vereinfachten Lösung.

Da unser Problem besonders bei belastetem Wandler außerordentliche Schwierigkeiten bietet, wird man zweckmäßig Vereinfachungen einführen und die durch die Annäherung gewonnene Lösung durch Messung und Oszillogramm überprüfen. Zweck dieser Arbeit ist, zu beweisen, daß sich für die in der Praxis gebräuchlichen Verhältnisse die Vereinfachung so weit treiben läßt, daß man den Frequenzwandler als eine Art Minimalausschalter betrachtet, der während der Stoßzeit T_s den Stromdurchgang verhindert, sonst aber wie ein Kurzschluß wirkt. Man findet dann für den Belastungsfall weitgehende Aehnlichkeit mit der Schwingungserzeugung durch den Lichtbogen.

Während bei der Dimensionierung normaler Transformatoren die Amperewindungszahl immer so gewählt

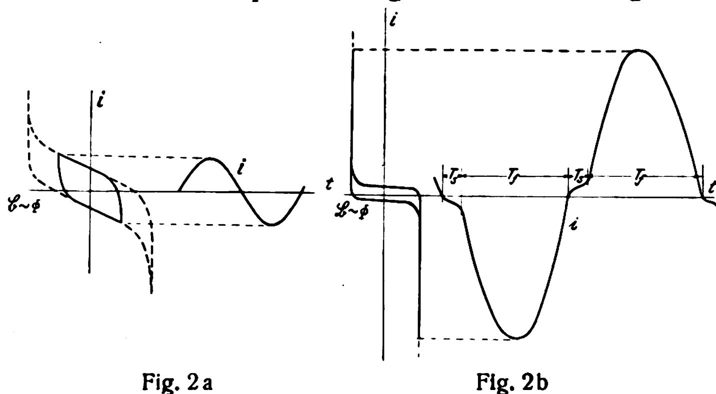


Fig. 2a Fig. 2b

wird, daß die Magnetisierungsstromamplituden nicht über den geradlinigen Teil der Magnetisierungsschleife hinausreichen (Fig. 2a), liegen die Verhältnisse beim Frequenzwandler

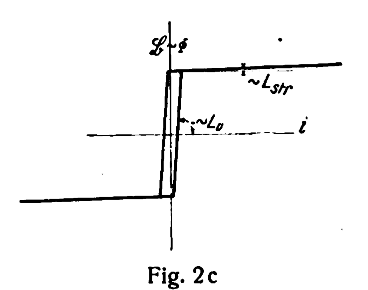


Fig. 2c

wesentlich anders. Die Ummagnetisierungszeit ist, wie erwähnt, hier nur ein Bruchteil der Halbperiode des den Wandler durchfließenden Stromes. (Fig. 2b.)

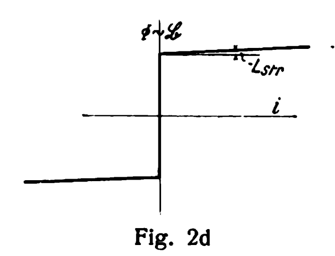


Fig. 2d

Wir können nun, wie weiter unten (Abschnitt C) durch Vergleich der Größenordnung der einzelnen Induktivitäten gezeigt wird, die angenäherte Magnetisierungsschleife Fig. 2c weiter vereinfachen und erhalten in Fig. 2d die der Arbeit zugrunde gelegte Magnetisierungskurve. Während der Ummagnetisierung ist demnach der Wandlerstrom Null, der Wandlerwiderstand unendlich, für die Zeit der Sättigung dagegen ist der Wandler, von dem durch seine Streuinduktivität hervorgerufenen Widerstand abgesehen, praktisch ein Kurzschluß[7]).

3) Diese Deutung, die von H. Barkhausen, in dem Buche: Das Problem der Schwingungserzeugung 1907, für ähnliche Fälle angewendet wurde, erleichtert auch hier wesentlich die Vorstellung der Vorgänge.

4) Schunck, Zenneck, Jahrb. f. drahtl. Tel. 19, S. 170, 1922.

7) Im Gegensatz zu diesen Annahmen berücksichtigt Guillemin (s. Anm. 1,) auch den Wandlerstrom während des Stoßes durch Annahme einer endlichen Induktivität im Ummagnetisierungsgebiet (Fig. 2c), Die Wahl des Größenverhältnisses $L_U \ll L_I$, durch das er auch in der Stoßzeit wegen Vernachlässigung der Rückwirkung auf den Primärkreis sinusförmigen Primärstrom voraussetzen darf, dürfte aber für praktische Betriebsverhältnisse kaum Bedeutung haben, da der Wirkungsgrad bei dieser Dimensionierung nur sehr klein sein kann.

Wir werden dementsprechend eine primäre Halbperiode zweckmäßig in zwie Zeitabschnitte zerlegen (Fig. 2b), in die „Stoßdauer T_s“, in welcher der Sekundärkreiskondensator C_{II} vom primären C_I aufgeladen wird, (Fig. 3a) und in die Zeit der „Freien Schwingung T_f“, in der beide Kreise von einander praktisch unabhängig ausschwingen (Fig. 3b).

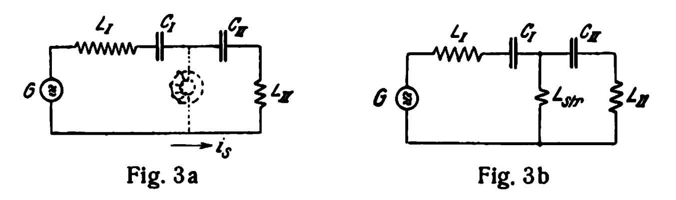


Fig. 3a Fig. 3b

Der eisengesättigte Wandler ist hiernach aufzufassen als ein einfacher Schalter, der während der Stoßdauer T_s geöffnet, während der übrigen Zeit dagegen kurzgeschlossen ist.

Bevor wir auf den belasteten Wandler näher eingehen, sollen kurz einige Formeln, die auch für den Belastungsfall von Bedeutung sind, für den einfacheren Fall des Leerlaufes entwickelt, sowie einige bei den Messungen gefundene interessante Erscheinungen beschrieben und erklärt werden.

B. Leerlauf des Frequenzwandlers.

1. Die Induktivität und Spannung des Wandlers.

Die Spannung am Wandler ist gegeben durch

$$p_w = n \cdot d \cdot \Phi/dt = n \cdot d\,\Phi/di \cdot di/dt.$$

Die Funktion $l_w = n \cdot d\Phi/di$ stellt die momentane Induktivität des Wandlers dar, sie ist die Differentialkurve zur Magnetisierungsschleife des Eisens (μ-Kurve, Fig. 4). Es soll hier aber ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß der hier wiedergegebene Verlauf von l_w nur für zyklische Magnetisierung über die ganze Schleife hinaus gilt, wie es bei uns tatsächlich der Fall ist. Tritt eine Stromumkehr innerhalb der Schleifenfläche ein, dann ist der

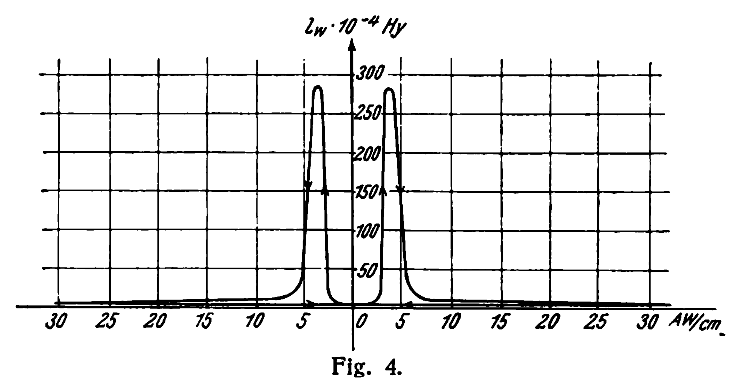


Fig. 4.

Verlauf der „momentanen Induktivität“ natürlich ein anderer.

Entsprechend der außerordentlich großen Steilheit der Teile der Hysteresisschleife im Ummagnetisierungsgebiete ist die Induktivität sehr groß; während für den gesättigten Versuchswandler ($\mu \backsim 1$) $l_w = L_{Str} = 9 \cdot 10^{-5}$ Hy ist, wird $l_{w,\,max}\, L_U = 2{,}7 \cdot 10^{-2}$ Hy, also über 300mal so groß und etwa 20mal so groß wie die Primärinduktivität L_I.

Für annähernd sinusförmigen Strom muß die Wandlerspannung p_w als Funktion der veränderlichen Induktivität l_w bei genügender Sättigung gleichfalls stark verzerrt werden, es entstehen die eingangs erwähnten Spannungsspitzen.

Da ein Wandler stets mit starker Sättigung arbeitet, ist die Fläche der Spitze proportional dem Ausdruck

$$F = \int_0^{T/2} p_w \cdot dt = -n \int_0^{T/2} \frac{d\Phi}{dt} \cdot dt \cdot 10^{-8} = -n \cdot (\Phi_2 - \Phi_1) \cdot 10^{-8}$$

$$\Phi_2 = -\Phi_1 = \Phi_{max}$$

$$F = 2\,\Phi_{max} \cdot n \cdot 10^{-8} \text{ Voltsec.} \qquad (1)$$

d. h. die Fläche der Spannungsspitze ist konstant und vom Strom unabhängig. Bei bekanntem zeitlichen Verlauf der Spannung kann daher die Stoßdauer T_s aus dem Zeitintegral F berechnet werden.

Vom Effektivwert der Wandlerspannung (P_w) interessiert rechnerisch zunächst nur die Grundwelle, die für den Primärkreis allein in Betracht kommt. Die Spannung dieser Grundwelle am Wandler läßt sich auf Grund folgender Ueberlegung leicht ermitteln. Nach Fourier gilt für die Amplitude der einzelnen Harmonischen:

$$p_k = 4/T \int_0^{T/2} \cdot p \cdot \sin k\,w\,t \cdot dt.$$

Der Spannungsstoß am Wandler ist nun so kurz, daß in bezug auf die Grundwelle für die Dauer der Spitze $\sin \omega t = 1$ gesetzt werden kann (Fig. 5). Die Formel geht dann für die Grundwelle ($k = 1$) über in

$$p_w = 4/T \int_0^{T/2} p_w \cdot dt = \frac{4}{T} \int_0^{T/2} n \cdot \frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8} \cdot dt$$

$$= \frac{4}{T} \cdot 2 \cdot \Phi_{max} \cdot n \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}$$

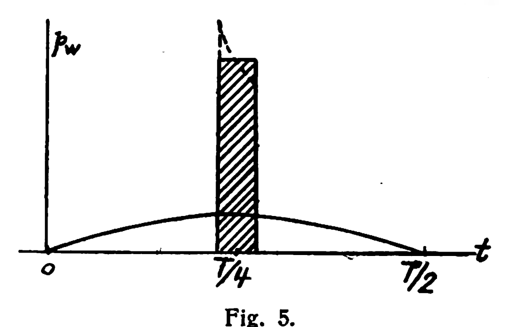


Fig. 5.

Dies gilt nur so lange, als der Spannungsstoß nicht breiter als etwa ± 20° also $T_s < T_I/_{10}$ ist; die Form der Spannungskurve innerhalb dieser Breite ist gleichgültig, da ja nur der arithmetische Mittelwert über die Halbperiode maßgebend ist. Der Effektivwert der Grundwelle ist in den oben genannten Grenzen

$$P_{w1} = \frac{8}{\sqrt{2}} \cdot f \cdot n \cdot \Phi_{max} \cdot 10^{-8} \text{ Volt} \qquad (2)$$

für unseren Fall war $\Phi_{max} \backsim 9\,300$, daher

$$P_{w1} = 5{,}65 \cdot 6750 \cdot 70 \cdot 9300 \cdot 10^{-8} = 248 \text{ Volt,}$$

gemessen wurden 240 Volt, eine recht gute Uebereinstimmung.

Die Grundwelle der Wandlerspannung ist also — abgesehen von der durch die Streu-Induktivität hervorgerufenen Spannung — für stark gesättigten Wandler vom Strome unabhängig.

Die Harmonischen dagegen sind durchaus nicht konstant, sondern treten um so stärker hervor, je größer der primäre Strom, also je kürzer der Spannungsstoß ist. Das bestätigen folgende Meßwerte.

J Amp.	P_w Volt	Spannungseffektivwerte der Harmonischen (Volt)								
		1ω	3ω	5ω	7ω	9ω	11ω	13ω	15ω	17ω
9,1	350	235	175	120	100					
15,0	485	240	215	175	140	105	90	57	38	
22,0		255	240	215	190	157	145	140	115	100

Die Spannung der Grundwelle ($1 \cdot \omega$) ändert sich nur wenig, die kleine Steigerung mit zunehmendem Strom ist auf die Streu-Induktivität zurückzuführen. Der Effektivwert P_w steigt stark an, da bei gleichbleibender Spannungsstoßfläche (F) die Spitze höher und schmäler wird (siehe auch Fig. 17) und die Momentanwerte in den Effektivwert quadratisch eingehen.

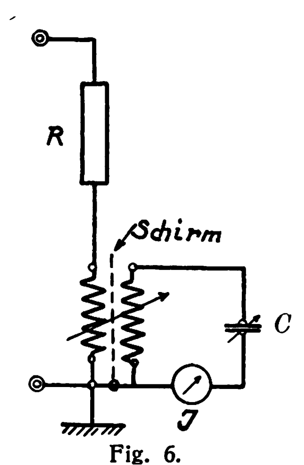


Fig. 6.
Resonanzvoltmeter zur Analyse der verzerrten Spannungen.
$R = 66\,000$ Ohm, $L = 0{,}034$ Hy im aperiodischen Kreis,
$L = 0{,}014 \div 0{,}0017$ Hy, $C = 5000$ cm Drehkondensator + zuschaltbarer Blockkondensator von 30000 cm. Kopplungsfaktor $k = 0{,}2$—$0{,}04$; J=Hitzdraht Strommesser, 0,02 Watt Eigenverbrauch.

Zur obengenannten Analyse der Spannungen wurde ein Meßgerät nach Fig. 6 benutzt. Entsprechend der angelegten verzerrten Spannung durchfließt den großen Widerstand R und eine kleine Kopplungsspule ein Strom von wenigen mA. Der mit diesem aperiodischen Stromkreis gekoppelte, in seiner Frequenz durch stufenweise abschaltbare Induktivität und einen Drehkondensator veränderliche Schwingungskreis war so schwach gedämpft, daß nur eine scharfe Abstimmung auf Grund- oder eine der Oberwellen das kleine Hitzdrahtwattmeter zum Ausschlag brachte. Mittels eines Röhrensenders wurde das Gerät bei sinusförmiger Spannung geeicht. Eine Schwierigkeit bestand hier darin, daß trotz geerdeter Abschirmvorrichtung zwischen den Kopplungsspulen der Ausschlag des Wattmeters wesentlich vom Potentiale der induzierenden Spule abhängig war. Der dadurch hervorgerufene Fehler (bis zu 15%) konnte nur so beseitigt werden, daß bei Eichung sowie Messung stets das eine Ende beider Spulen in der angedeuteten Weise an Erde gelegt wurde. Mit diesem „Resonanz-Voltmeter" konnten Spannungen von ca. 100 Volt an bei der Grundfrequenz und von etwa 50 Volt an bei den Harmonischen mit genügender Genauigkeit gemessen werden. Gleichzeitig diente es als Wellenmesser und damit zur Kontrolle der Grundfrequenz.

2. Die Höhe der Spannungsspitze.

Zur Bestimmung der Höhe der Wandlerspannung gehen wir von der vereinfachten Kreisgleichung aus (Vernachlässigung der Verlustspannungen). Wird mit p_M die Klemmenspannung des Generators bezeichnet, die gleich der über der Spule L_z (Fig. 1) liegenden Spannung ist, dann gilt für jeden Augenblick

$$p_{C1} - p_M = p_{L1} + p_w = \frac{di}{dt}(L_1 + l_w)$$

l_w = momentane Wandlerinduktivität.

Die Spannung ($p_{C1} - p_M$) verteilt sich nun im Verhältnis der momentanen Induktivitäten auf p_{L1} und p_w; es ist daher

$$p_w = (p_w + p_{L1}) \frac{p_w}{p_w + p_{L1}} = (p_w + p_{L1}) \frac{l_w}{l_w + L_1}$$

$$= (p_{C1} - p_M) \frac{1}{1 + L_1/l_w} \qquad (3)$$

Die Spannungsspitze am Wandler entsteht bei maximaler Wandlerinduktivität ($l_{w\,max}$) also in dem Augenblick, in dem J_1 von O wenig verschieden und daher p_{C1} und p_M noch im Maximum sind. Es ist daher

$$p_{w\,max} = (\mathfrak{P}_{C1} - \mathfrak{P}_M) \frac{1}{1 + L_1/l_{w\,max}} \qquad (3a)$$

Solange $l_{w\,max} \gg L_1$ ist, liegt fast die volle Spannung ($\mathfrak{P}_{C1} - \mathfrak{P}_M$) am Wandler; man kann also für Leerlauf durch entsprechende Dimensionierung des Wandlers ($l_w = n \cdot d\Phi/di$ z. B. Aenderung der Windungszahl oder des Eisenquerschnittes) jede Spannung bis zu der angegebenen Grenze erreichen.

Die Spannung an der Induktivität L_1 sinkt nun in gleichem Maße, als die Wandlerspannung steigt. Sie kann

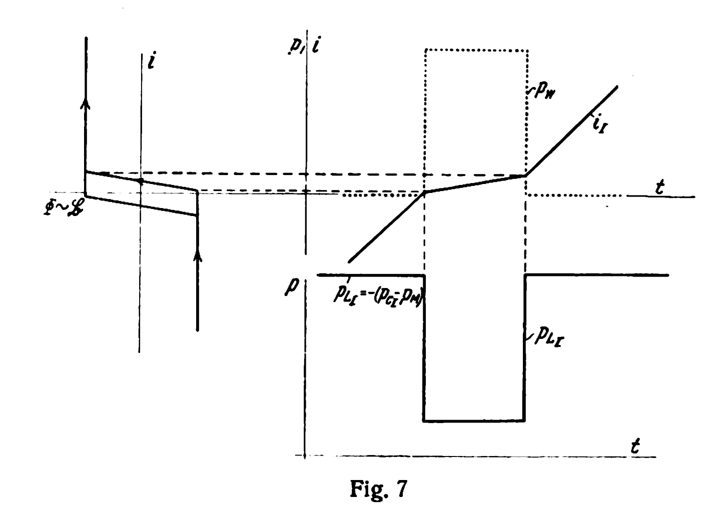


Fig. 7

aber bei unbelastetem Wandler nie bis 0 heruntersinken ($l_{w\,max} = \infty$), da dann di/dt Null und ohne Stromänderung auch die Wandlerspannung Null werden müßte; es muß vielmehr immer ein kleines Ansteigen der Stromkurve vorhanden sein. Unter Annahme einer vereinfachten Magnetisierungskurve müßte sich somit der in Fig. 7 wiedergegebene Spannungsverlauf während der Stoßzeit ausbilden[8]).

[8]) Da die Spannungsspitze am Wandler in dem Zeitpunkt auftritt, in dem die Kondensator- und Maschinenspannung im Maximum sind, und sich fast gar nicht ändern, kann deren Summe mit großer Annäherung konstant gesetzt werden. Es ist also während der Stoßzeit annähernd

$$p_w + p_{L1} = \text{konst.} = (P_{C1} - P_M) \cdot \sqrt{2}.$$

Die Oscillogramme[9]) (Fig. 8a u. 9a, Tafel I) dagegen zeigen, daß die Spannung an der Induktivität (P_{Ll}) sogar stark u n t e r die Null-Linie sinkt und daß trotz daraus zu folgenden Vorzeichenwechsels von di/dt die Spannungsspitze am Wandler weiter auftritt. Dieser Vorzeichenwechsel von di/dt war aus dem Oszillogramm des Stromes nicht festzustellen (Fig. 8b u. 9b).

Die zu hohe Spannungsspitze der Oszillogramme wurde auch durch eine direkte Messung der maximalen Wandlerspannung bestätigt[10]). Während die Rechnung für $J = 15$ A eine Spitzenhöhe von 1550 Volt ergibt[11]), zeigt die Messung mittels Röhren-Voltmeter 1940 Volt. Bei kleineren Primärstromwerten ist die Abweichung geringer, wie folgende Meßreihe zeigt.

	J Amp.	9,1	11,0	13,4	15,0	18,0
gemessen	$p_{w\,max}$ Volt	1020	1480	1710	1940	2300
gerechnet	$p_{w\,max}$ Volt	915	1180	1380	1550	1830

Die Ursache dieser überraschenden Erscheinung wurde schließlich in der Spulenkapazität der Induktivität L_l gefunden. Eine vereinfachte Darstellung soll dies erläutern (Fig. 15).

[9]) Zu den oszillographischen Aufnahmen wurde ein Braunsches Rohr der Firma E. Gundelach, Thüringen, mit magnetischer und elektrischer Ablenkung verwendet. Es war an der Kathode mit einem Schliff versehen, um den bei längerem Betriebe zerstörten Kathodenteller auswechseln zu können. Die Aufnahmen wurden mittels eines lichtstarken Objektives 1:2 auf höchstempfindlichem Papier (R. Stolze, Berlin) bei einer Belichtungszeit von etwa 3 Sekunden gemacht. Zur sinusförmigen Ablenkung als Zeitachse diente ein mit der Maschine lose gekoppelter Schwingungskreis, der in seiner Resonanzlage so weit verstellt werden konnte, daß von jedem Oscillogramm zwei in der Phase um etwa 90° verschobene Aufnahmen gemacht werden konnten um eine möglichst einwandfreie Auflösung der Bilder im Zeitmaßstabe zu erhalten. Fig. 11, 12 und 13 zeigen Fehlaufnahmen mit dem Rohre, die infolge falscher Anordnungen zunächst erhalten wurden.

[10]) Zur Messung der Spannungsspitzen diente die von Büge (ETZ. 47, S. 473, 1926,) angegebene Methode nach Fig. 14. Ueber ein kleines Senderohr (RS 5) als Gleichrichter wird ein Kondensator bis zur Amplitude der angelegten Spannung aufgeladen und an einem Elektrometer seine Spannung abgelesen. Wegen der außerordentlich kurzen Ladezeit während der Spannungsspitzen ist hier auf besonders gute Isolation der Anordnung — auch gegen Erde — zu achten; die Halbwertszeit der Entladung des Kondensators über die unvollkommene Isolation betrug 5—6 Stunden. Auch hier erfolgte die Eichung durch sinusförmige Wechselspannung.

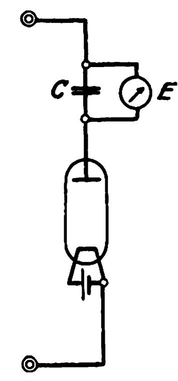


Fig. 14.
Voltmeter zur Messung der Spannungsspitzen.
Senderohr RS 5, Blockkondensator $C = 6000$ cm, E = Elektrometer für 2500 Volt.

[11]) Es war $p_{w\,max} = (\mathfrak{P}_{c_l} - \mathfrak{P}_m) \dfrac{1}{1 + L_l/l_{w\,max}} =$

$$= (1280-125)\cdot\sqrt{2}\;\frac{1}{1+\dfrac{1{,}45\cdot10^{-3}}{2{,}7\cdot10^{-2}}} = 1550 \text{ Volt}$$

Vor Beginn der Ummagnetisierung liegt die volle Spannung an der Induktivität L_l ($p_{Ll} = -p_l$) und damit an der Spulenkapazität C, wie in Fig. 16 angedeutet. Die Kapazität wird nun den plötzlich einsetzenden Spannungssprung verhindern, es entsteht ein Schaltvorgang, der sich in bekannter Weise aus dem Endzustand (p_{Ler}, p_{wer}, Fig. 15) und einer freien Schwingung zusammensetzen läßt. Die Frequenz der freien Schwingung (ca. $9\cdot10^5$ Hertz bei $C = 20$ cm) ist

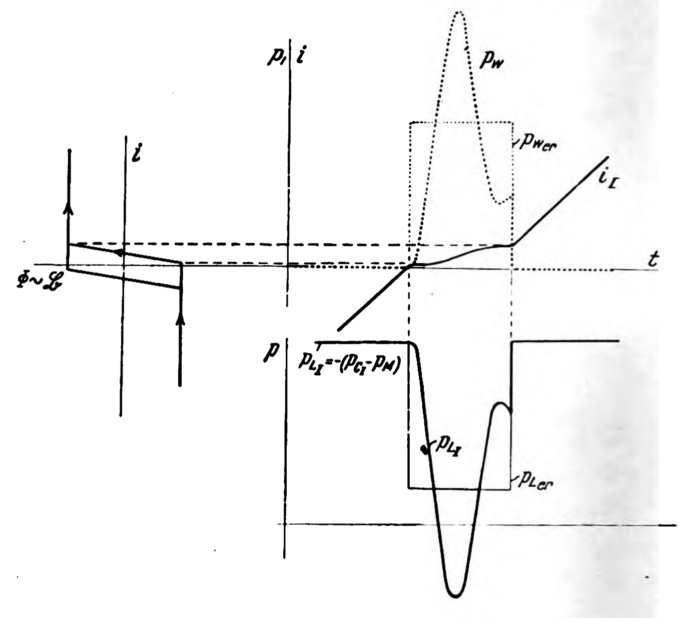


Fig. 15.

durch die Spulenkapazität und die Parallelschaltung von L und l_w bestimmt. Ein Teil des Schwingungsstromes $\left(i_C \cdot \dfrac{L_l}{l_w}\right)$ durchfließt somit den Wandler, überlagert sich dem ansteigenden Strome i_l und ruft an der (hier konstant angenommenen) Induktivität des Wandlers eine Spannung hervor, die sich wieder der konstanten Spannung $\left(l_w \cdot \dfrac{di_l}{dt}\right)$ als Schwingung überlagert (Fig. 15). In Wirklichkeit sind diese Schwingungen durch die allmählichen Uebergänge nicht so

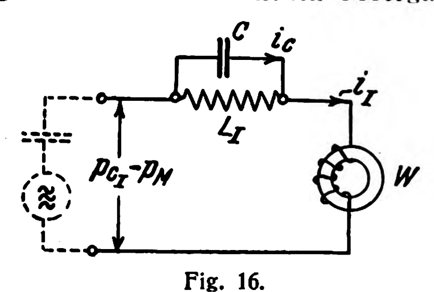


Fig. 16.

scharf ausgebildet. Die Dämpfung wird zum Teil durch den Ohmschen Widerstand von L_l verursacht, zum Teil dadurch, daß der den Wandler durchfließende Teil des Schwingungsstromes zur Ummagnetisierung beiträgt. Es ist also möglich, daß die Spannung an der Induktivität das Vorzeichen wechselt, ohne daß $\dfrac{di}{dt}$ im Wandler ein Gleiches tut. Die geringen Aenderungen von $\dfrac{di}{dt}$ sind aus dem Oszillogramm (Fig. 8b u. 9b) schwach zu erkennen.

Die Erhöhung der Spannungsspitze durch die Spulenkapazität beträgt bei unserem Wandler etwa 25%. Eine genauere Berechnung ist kaum möglich, da durch das lang-

Tafel I.

Aufnahmen mit der Braun'schen Röhre bei sinusförmiger Zeitablenkung.

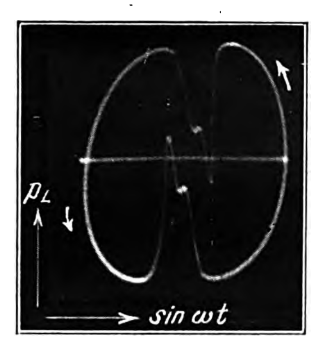


Fig. 8a
Spannung an L_I (oben) und Primärstrom (unten) für $L_I = 1{,}45 \cdot 10^{-3}\,Hy$, $J_I = 15\,A$.

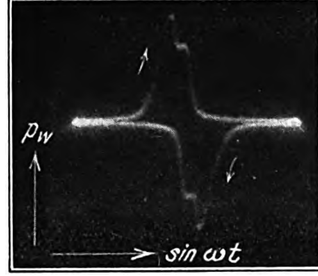
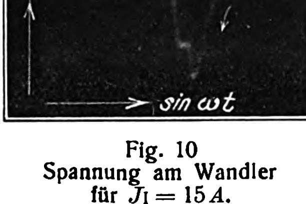



Fig. 10
Spannung am Wandler für $J_I = 15\,A$.
Aufnahme mit Hilfswicklung.

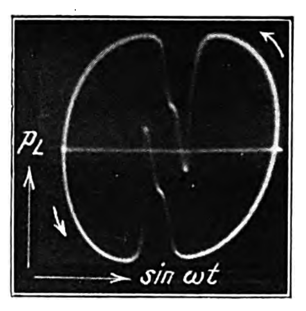


Fig. 9a
Spannung an L_I (oben) und Primärstrom (unten) für $L_I = 2{,}45 \cdot 10^{-3}\,Hy$, $J_I = 15\,A$.

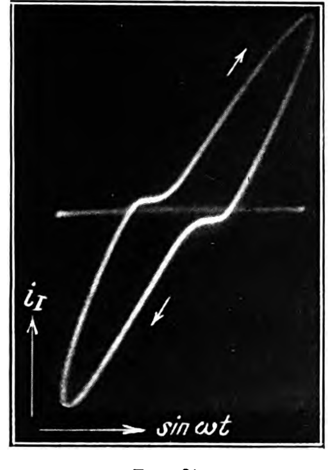


Fig. 8b

Fehlaufnahmen mit dem Braunschen Rohr.

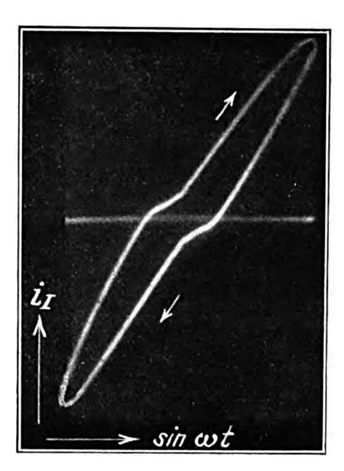


Fig. 9b

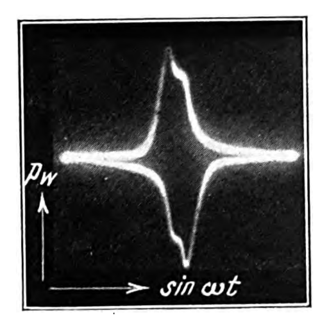


Fig. 11
Spannung am Wandler durch Vorschaltwiderstände (Silit) verzerrt.

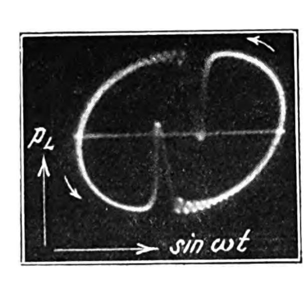


Fig. 12
Spannung an der Primärinduktivität L_I. Eigenschwingung durch Zuleitung und Spulenkapazität.

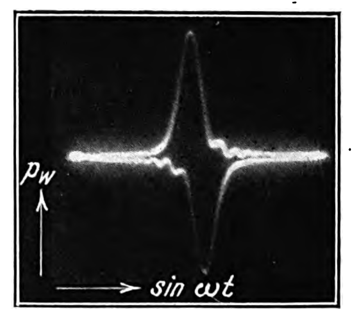
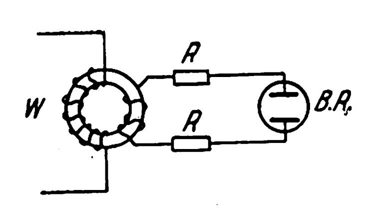
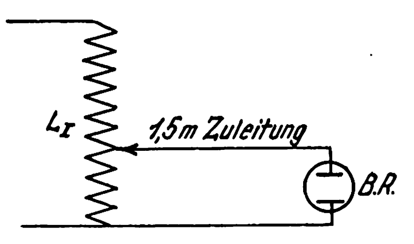


Fig. 13
Spannung am Wandler durch kapazitiven Teiler verzerrt.
$C_1 = 500$ cm $C_2 = 4000$ cm.





Verlag von M. Krayn,
Technischer Verlag, G. m. b. H., Berlin W. 10

Zum Aufsatz von Ernst Kramar,
Frequenzvervielfachung durch Eisenwandler.

same Einsetzen der Wandlerspannung die freie Schwingung eine weitaus kleinere Amplitude erhält, als es bei den in Fig. 15 angenommenen plötzlichen Einsetzen der Fall wäre. Bei Eisensorten mit geringer Steilheit der Magnetisierungs-

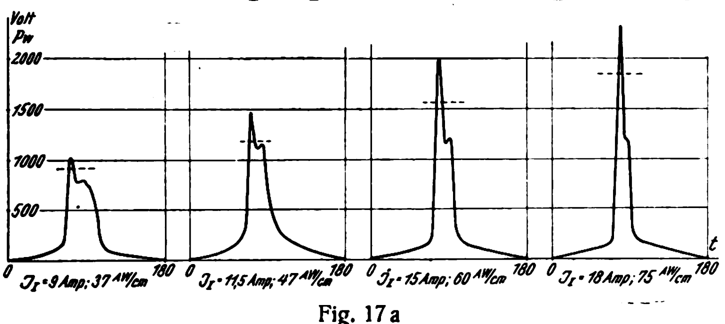


Fig. 17a

schleife und großer Dämpfung wird die Schwingung überhaupt nicht entstehen. Als Beispiel hierzu zeigt Fig. 17a die Spitzenform bei einem Wandler, bestehend aus 0,07 mm starken Eisenblechen. Fig. 17 zeigt dagegen die Entwicklung der Spannungsspitze für unseren Wandler (0,05 mm Eisendraht) bei zunehmender Sättigung; die eingezeichnete Linie (strichpunktiert) gibt die jeweils berechnete Spitzenhöhe an.

Zusammenfassung von Abschnitt B.

Die Höhe der Spannungsspitze am Wandler kann auf Grund einer einfachen Formel berechnet werden. Desgleichen wird für die Grundwelle der Wandlerspannung

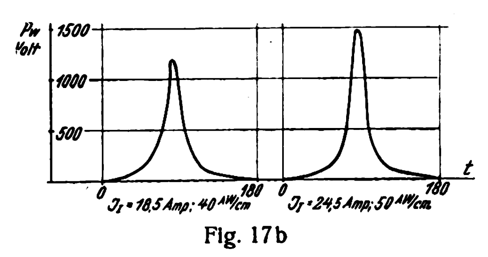


Fig. 17b

eine Formel angegeben, um eine Vorausberechnung des Kreises zu ermöglichen.

Die errechneten Spitzenhöhen zeigen starke Abweichungen gegenüber den Oszillogrammen und den Messungen; die Ursache bildet die Spulenkapazität, die während des Stoßes eine Schwingung auslöst, welche die Höhe der Wandlerspannung steigert. (Forts. folgt.)

(Eingegangen am 8. Februar 1928.)

Die Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz.

Von **Willi Wechsung**, Jena.*)

Inhaltsübersicht.

Einleitung.
- Versuchsanordnung.
- Fehlerquellen und ihre Beseitigung.
- Gang einer Messung.
- Genauigkeit der Messung.

I. Messungen mit Gleichspannung.
- Die Wellenlänge als Funktion der Spannungen.
- Berechnung der Wellenlänge nach den Formeln von Barkhausen und Kurz und von Scheibe.
- Zusammenfassung.

II. Messungen mit Wechselspannung.
- Wechselspannung am Gitter, Gleichspannung an der Anode.
- Verteilung der Maxima auf dem Lecher-System.
- Konstanz der Wellenlänge.
- Die Wellenlänge als Funktion der Spannungen.
- Berechnung der Wellenlänge.
- Verwendung von Gitterwechselspannungen verschiedener Frequenzen.
- Verbreiterung der Maxima.
- Die Abhängigkeit der Intensität der kurzen Wellen von den Spannungen.
- Vergleich der Messungen mit denen bei Gleichspannung am Gitter.
- Messungen ohne Anodenspannung.
- Wechselspannung an der Anode, Gleichspannung am Gitter.
- Wechselspannung am Gitter, Wechselspannung an der Anode.

Abhängigkeit der Wellenlänge von äußeren Kreisen.
- Einfluß der Antennenlänge.
- Kapazität zwischen Gitter und Anode.
- Kapazität zwischen Gitter und Kathode.
- Kapazität zwischen Gitter und Anode, ohne Anodenspannung.
- Untersuchung verschiedener Röhrentypen.

Zusammenfassung.

*) Dissertation aus dem Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena.

Einleitung.

Die Herstellung kurzer elektrischer Wellen geht zurück auf H. Hertz, der zu seinen Untersuchungen eine Funkenstrecke benutzte und dementsprechend stark gedämpfte Schwingungen erhielt.

Erst sehr viel später glückte es Barkhausen und Kurz[1], mit Elektronenröhren sehr kurze ungedämpfte Wellen zu erzeugen. Sie fanden, daß die Wellenlänge dieser Schwingungen durch die Röhrendimensionen und angelegten Spannungen bestimmt ist ,und führen eine Berechnung derselben durch unter der Annahme, daß die Elek-

[1]) Barkhausen und Kurz, Phys. Zeitschr. 21, 1. 1920.

troden parallel und eben sind. Ein Vergleich mit dem Experiment gibt qualitativ befriedigende Ergebnisse.

Im Anschluß hieran untersucht Scheibe[2]) diese Schwingungsvorgänge mit selbstgebauten Röhren eingehend. Er legt seiner Formel für die Wellenlänge die zylindrisch-symmetrische Anordnung der Elektroden zugrunde und bekommt daher eine bessere Uebereinstimmung zwischen Berechnung und Experiment. Bei beiden Berechnungen bleibt die Raumladung unberücksichtigt. Als weiteres Resultat ihrer Untersuchungen fanden Barkhausen und Kurz, sowie Scheibe, daß die kurzen Wellen reproduzierbar und in ihrer Frequenz durch angeschaltete Kreise „nur unwesentlich oder gar nicht" zu beeinflussen sind, und daß ferner Rohre mit plattenförmigen Anoden und Gittern oder hin- und hergehenden Heizfäden keine Schwingungen ergeben.

Gill und Morell[3]) stellen fest, daß für das Entstehen der Wellen Schwingungskreise erforderlich sind, die z. T. durch die mit der Röhre verbundenen Leiter bestimmt werden. Ihre Beobachtungen bestätigen im allgemeinen die Angabe von Widdington, nach denen das Produkt aus dem Quadrate der Wellenlänge und der Gitterspannung eine Konstante sein soll.

Sahánek[4]) versucht das Entstehen der Schwingungen theoretisch zu begründen und kommt zu dem Ergebnis, daß diese nur mit solchen Röhren erzeugt werden können, deren Elektrodendimensionen innerhalb bestimmter Grenzen liegen. Er findet ferner, daß die entstehende Wellenlänge durch den Kreis zwischen Gitter und Anode bestimmt wird. Eine Verschiebung der Wellenlänge um 25% erreicht er durch Veränderung einer Kapazität zwischen Gitter und Anode, während eine solche zwischen Gitter und Kathode nur die Energie beeinflußt. Weiterhin ergibt sich aus seinen Messungen, daß die Schwingungsvorgänge durch eine Exzentrizität des Heizfadens nicht gestört werden.

Uebereinstimmend geben die genannten Autoren an, daß eine Abhängigkeit der Wellenlänge von den angelegten Spannungen vorhanden ist, dagegen gehen ihre Ansichten in bezug auf eine Veränderung derselben durch angeschaltete Kreise auseinander.

Da bei den bisherigen Untersuchungen ausnahmslos Gleichspannung für die Erzeugung der kurzen Wellen benutzt wurde und die vorliegenden Resultate teilweise verschieden sind, bestand das Ziel dieser Arbeit darin,

1. die Messungen mit Gleichspannung zu wiederholen,
2. an ihrer Stelle Wechselspannung verschiedener Frequenz zu verwenden,
3. eine Veränderung der Wellenlänge durch äußere Kreise näher zu untersuchen,
4. verschiedene Röhrentypen zu benutzen.

Versuchsanordnung.

Der Aufbau der Apparatur zur Erzeugung und Messung der Wellenlänge wurde in der Weise ausgeführt, wie sie von Scheibe[5]) eingehend beschrieben worden ist.

Bei Gleichspannungsbetrieb — die Schaltung ist in Fig. 1 angegeben; durch die Umschalter *U* konnte entweder Gleich- oder Wechselspannung an Gitter und Anode gelegt werden — lieferten die für das Senderohr nötigen Spannungen drei getrennte Batterien, um Schwankungen in der Wellenlänge, die sich bei Benutzung der Netzspannung stark bemerkbar machten, auszuschließen. Besonderer Wert mußte auf die Konstanthaltung der Heizstromstärke gelegt werden, die durch entsprechende Widerstände genau eingestellt bzw. nachreguliert werden konnte.

Bei den Versuchen mit Wechselstrom wurden die die Wechselspannung liefernden Generatoren — 50, 500 und 1000 Periodenmaschinen normaler Type — ebenfalls von einer Akkumulatorenbatterie aus angetrieben, wodurch die erforderliche Konstanz erreicht wurde. Für die Herstellung der höheren Frequenzen wurde ein Röhrensender in der Dreipunktschaltung benutzt (Fig. 8). Von einem induktiv gekoppelten Schwingungskreis wurden dann die für das Kurzwellenrohr gebrauchten Spannungen abgenommen. Zum Messen der Spannungen diente ein elektrostatisches Multizellular-Voltmeter (für Gleich- und Wechselspannungen bis 10^6 Perioden) von Hartmann und Braun.

Die benutzten Röhren wurden, um sie leichter auswechseln zu können, in einen Sockel aus Hartgummi gesteckt, an dem auch die Antennen von 18 bis 25 cm Länge, die mit der Anode und dem Gitter in Verbindung standen, angesetzt werden konnten. Diese Anordnung konnte gewählt werden, da, wie sich bei den Vorversuchen herausstellte, der Röhrensockel das Entstehen der Wellen nicht beeinflußt.

Der Sender wurde mit einem Lecher-System von 6 m Länge gekoppelt und die Messung der Wellenlänge in der üblichen Weise durch Verschieben einer Plattenbrücke (Detektor und Galvanometer) ausgeführt. Die Kopplung wurde durch Verschieben des Senderohres in vertikaler Richtung geändert.

Als Anzeigeinstrument für die Detektorströme wurde entweder ein Zeigergalvanometer von $2 \cdot 10^{-7}$ Amp/Sk.T oder ein Spiegelgalvanometer von 10^{-9} Amp/Sk.T Empfindlichkeit benutzt. Bei den Versuchen mit Wechselspannung konnte der Strommesser auch durch ein Telefon ersetzt werden.

Fehlerquellen und ihre Beseitigung.

Wie sich aus Vorversuchen ergab, konnten Fehler bei den Messungen vom Senderohr und vom Lecher-System herrühren.

Erstere wurden bis zu gewissen Grenzen beseitigt, wenn der Sender vor einer Messung längere Zeit in Betrieb war; teilweise verursachten auch unkrollierbare Einflüsse, z. B. Gas oder Zerstäubung in der Röhre durch zu hohe Belastung Schwankungen.

Für die Versuche wurden nur solche Detektoren benutzt, die ihre Empfindlichkeit auch während der Messung nicht änderten, was dauernd nachkontrolliert wurde.

Durch Wellen, die über die Plattenbrücke gelangten und an den Enden des Lecher-Systems reflektiert wurden, ergaben sich zusätzliche Reflexionsmaxima, deren vollständige Beseitigung dadurch gelang, daß ein möglichst langes Lecher-System, dünne Lecher-Drähte (1 mm Durchmesser) und eine Reflexionsplatte aus Kupfer mit großem Durchmesser (21 cm) verwendet wurden.

Gang einer Messung.

Der Gang einer Messung war folgender: durch Potentiometer und Vorschaltwiderstände wurden die Spannungen für das Rohr genau eingestellt und gewartet, bis sich keine sichtbaren Veränderungen derselben mehr zeigten, was etwa 30 Min. in Anspruch nahm. Das beste Kriterium für Konstanz war ein gleichbleibender Ausschlag des Galvanometers, das mit der Plattenbrücke in Verbindung stand, wenn diese an einer bestimmten Stelle festgehalten wurde.

---

2) Scheibe, Ann. d. Phys. 73, 54. 1923.
3) Gill und Morrell, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telef. 21, 33. 1923.
4) Sahánek, Phys. Zeitschr. 26, 368, 1925.
5) Scheibe, a. a. O.



Nachdem dies der Fall war, konnten die Abstände der Maxima durch Verschieben der Plattenbrücke eindeutig festgelegt werden. Die halbe Wellenlänge wurde aus fünf Intervallen bestimmt.

Genauigkeit der Messung.

Die Schärfe der Maxima und die Empfindlichkeit der Instrumente gestattete eine sehr genaue Einstellung der Plattenbrücke, so daß Bruchteile eines Millimeters noch geschätzt werden konnten. Für die folgenden Messungen kann daher eine Genauigkeit von 2 ‰ angegeben werden.

I. Messungen mit Gleichspannung.

Die Wellenlänge als Funktion der Spannungen.

Nach Schaltung Fig. 1 wurde an das Gitter und die Anode einer Schott-K-Röhre (Senderöhre von Schott

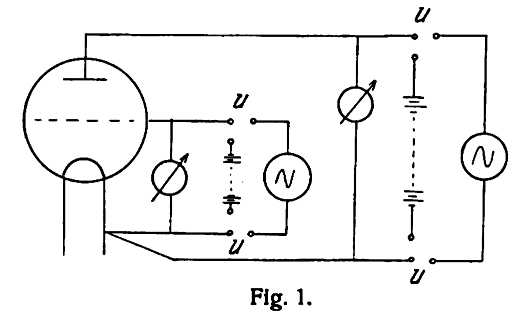


Fig. 1.

& Gen., Jena, wie sie während des Krieges hergestellt wurden) Gleichspannung gelegt, um die vorliegenden Messungen noch einmal zu wiederholen und einen späteren Vergleich mit den Wechselspannungsmessungen zu haben.

Die Herstellung der kurzen Wellen machte keine Schwierigkeiten, wenn man ein hohes positives Gitter- und ein mittleres negatives Anodenpotential einstellte. Mit der Heizung brauchte man dann gar nicht an die oberste Grenze zu gehen.

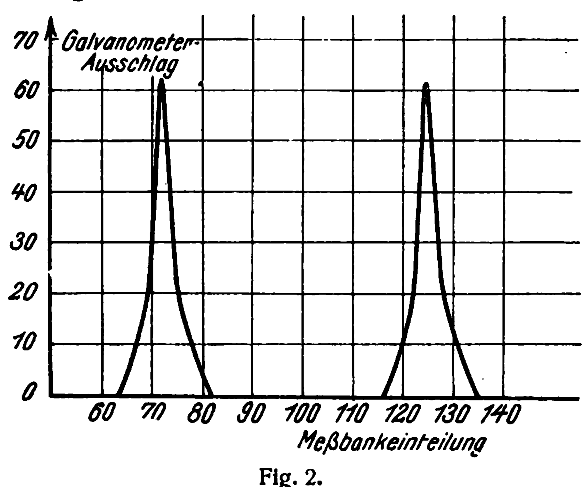


Fig. 2.

Die Verteilung der Maxima und Minima auf dem Lecher-System ist aus Fig. 2 zu ersehen. Es wurden nun die verschiedenen Spannungen variiert und die entsprechenden Aenderungen der Wellenlänge festgestellt

$\lambda = f(E_a)$ E_g u. $\mathfrak{J}_H$ const. Figur 3.

$\lambda = f(E_g)$ E_a u. $\mathfrak{J}_H$ const. Figur 4.

$\lambda = f(\mathfrak{J}_H)$ E_a u. E_g const. Figur 5.

wobei E_g die Gitter-, E_a die Anodenspannung und $\mathfrak{J}_H$ die Heizstromstärke bedeutet.

Es ergibt sich das schon bekannte Resultat, daß mit wachsender Gitterspannung, stärker negativ werdender Anodenspannung und stärkerer Heizung die Wellenlänge kürzer wird. Eine Aenderung der Heizstromstärke um 5,5% verursacht eine Wellenverschiebung um 14%. Weiter

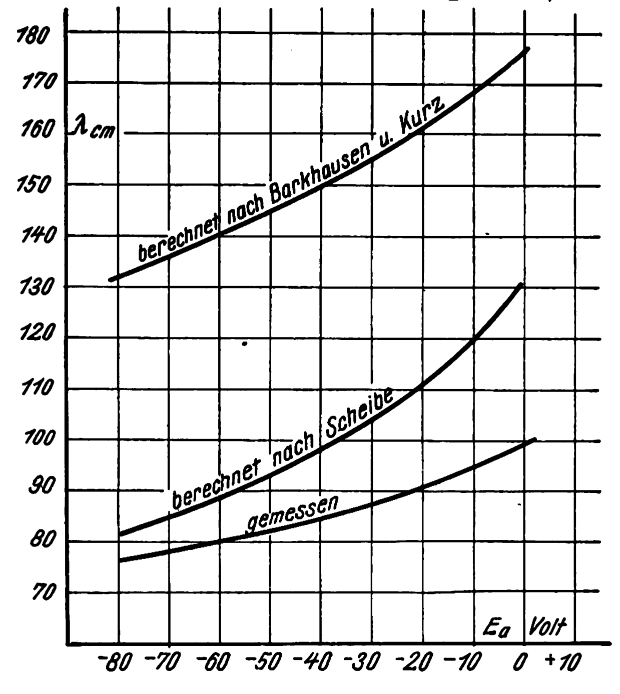


Fig. 3.

zeigt sich, daß das Anodenpotential die Welle am stärksten beeinflußt.

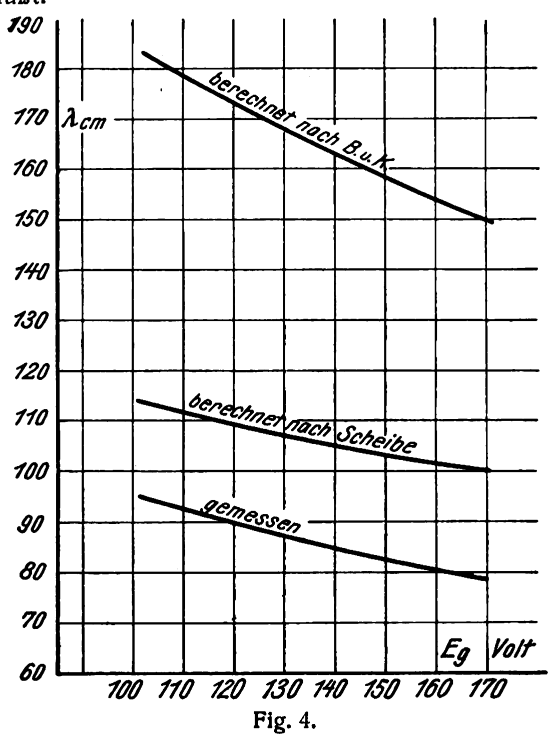


Fig. 4.

Berechnung der Wellenlänge nach den Formeln von Barkhausen und Kurz und von Scheibe.

Führen wir folgende Bezeichnungen ein:

E_a, r_2 = Anodenspannung, -radius
E_g, r_1 = Gitterspannung, -radius
r_0 = Radius des Heizfadens
C = Lichtgeschwindigkeit
e/m = spez. Elektronenladung,

so ist die Wellenlänge nach Barkhausen und Kurz[6])

$$\lambda = \frac{4c}{\sqrt{2\, e/m\, 10^8 \cdot E_g}} \frac{r_2 \cdot E_g - r_1 E_a}{E_g - E_a} = \frac{2000}{\sqrt{E_g}} \frac{r_2 \cdot E_g - r_1 E_a}{E_g - E_a} \text{ cm}$$

nach Scheibe[7])

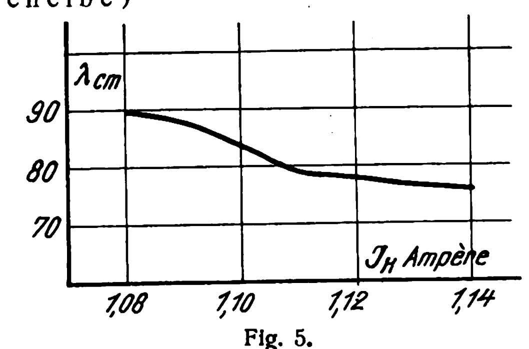


Fig. 5.

$$\lambda = \frac{2000}{\sqrt{E_g}} r_1 \left\{ f\left(\sqrt{\ln \frac{r_1}{r_0}}\right) + g\left(\sqrt{\frac{E_g}{E_g - E_a} \ln \frac{r_2}{r_1}}\right) \right\} \text{ cm}$$

wobei die Funktionen besondere Formen haben und bestimmbar sind.

[6]) Barkhausen und Kurz, a. a. O.
[7]) Scheibe, a. a. O.

Nach diesen Formeln wurden die entsprechenden Werte für die Wellenlänge berechnet und in den Fig. 3 und 4 mit eingezeichnet. Man sieht, daß der Verlauf der Kurven dem experimentellen ähnlich ist, die wirklichen Abweichungen jedoch bedeutend sind, und zwar gibt die Formel von Scheibe eine bessere Annäherung an die gemessenen Werte als die von Barkhausen und Kurz.

Zusammenfassung des I. Teils.

Zusammenfassend läßt sich über die Messungen mit Gleichspannung sagen, daß sie die bisherigen Resultate bestätigen. Die Wellen waren von großer Konstanz und reproduzierbar. Die Führung der Spannungszuleitungen zum Senderohr hatten keinen feststellbaren Einfluß auf die Größe der Welle. Dagegen konnte man durch Antennenvariation oder angeschaltete Kapazitäten eine Veränderung der Welle erzielen, worauf noch näher eingegangen werden soll. Das Verhältnis von Anoden- und Gitterdurchmesser (Schott-K-Rohr $r_2/r_1 = 4{,}1$) lag innerhalb der von Sahánek angegebenen Grenzen für die Schwingungserzeugung ($2{,}0 < r_2/r_1 < 5{,}0$).

(Fortsetzung folgt.)

Eingegangen am 3. Dezember 1927.

Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunksender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten.

Von **Hans Rukop**, Köln.

(Mitteilung aus den Laboratorien der Telefunken-Gesellschaft, vorgetragen auf der Tagung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker in Kiel am 1. Juli 1927.)

Inhaltsübersicht.

I. Entwicklungsgeschichte.
II. Die Tonfrequenz-Verstärker mit Widerstandskopplung.
III. Die Verstärkertransformatoren.
 A. Der Leistungstransformator.
 B. Der Gittertransformator.
IV. Schwächungs-Schaltungen.
 A. Stufenschwächung.
 B. Automatische Schwächung.
V. Rundfunksender-Vorverstärker der Praxis.

I. Entwicklungsgeschichte.

Die Entwicklung der Niederfrequenzverstärker oder Tonfrequenzverstärker, wie sie hier allgemein genannt werden sollen, ist etwa seit dem Jahre 1914 Gegenstand der Laboratoriumsarbeiten der Telefunken-Gesellschaft. Die damaligen Anforderungen an die Tonfrequenzverstärker hängen eng zusammen mit denjenigen an die drahtlose Telegraphie überhaupt. Hieraus ergibt sich, daß im Jahre 1914 und den folgenden Jahren hauptsächlich die Telegraphietöne der Tonfunkensender und die Interferenztöne der ungedämpften Sender und Ueberlagerer verstärkt werden mußten. Da diese Töne in den äußersten Fällen etwa zwischen 500 und 2000 Hertz lagen, waren die Verstärker über diese Gebiete nach unten und nach oben hinaus im großen und ganzen nicht besonders entwickelt. Die in diesen Jahren bereits aufkommende Telephonieverstärkung hat zwar einiges zur Verbesserung des Frequenzbereiches der Tonfrequenzverstärker beigetragen, aber, da es sich bei der damaligen Telephonie um den Frequenzbereich der normalen Verkehrsanlagen handelte, die lediglich eine Sprechverständigung bezweckten, sind die Anforderungen nicht über einen Bereich von etwa 200 bis 2500 Hertz hinausgegangen. Man kann sagen, daß erst in den Jahren 1919—1920 etwa die Aufmerksamkeit der Laboratorien sich stark auf die Frequenz-Uebertragungsqualität der Verstärker richtete. Es wurde damals, als an den allgemeinen Rundfunk der heutigen Zeit noch nicht zu denken war, angestrebt, im Telephonieverehr von Fernstationen miteinander eine bedeutend größere Deutlichkeit zu erzielen, als sie im normalen Posttelephonieverkehr üblich war. Dieser Wunsch, dessen Ausführung im normalen Post-Fernsprech-Drahtverkehr ungeheure Summen an Anlagekapital verschlingen würde, schien in der drahtlosen Telephonie sehr viel leichter erfüllbar, da es sich am Sender und am Empfänger nur um je eine einmalige Ausführung handelte. Es ist hierbei zu betonen, daß die Fälle, in denen die normalen Postleitungen als Zubringerleitungen dienen sollten und infolgedessen im Endeffekt keine bessere Qualität als ihre eigene zulassen konnten, damals keineswegs die wichtigsten zu sein schienen, sondern, daß man stark mit internem Telephonieverkehr zwischen einzelnen drahtlosen Stationen rechnete.



Seit dieser Zeit hat das Verstärker-Laboratorium der Telefunkengesellschaft die prinzipiellen Eigenschaften der Tonfrequenzverstärker sowohl mit Transformatorkopplungen als mit Widerstandskopplungen einschließlich der Drosselkopplungen eingehend untersucht, insbesondere mit Rücksicht auf die zu dieser Zeit normalen Mikrophone und Telephone. Wir fanden damals, daß es für die Sprachqualität unter diesen Bedingungen am günstigsten war, die Verstärkungszahlen des Tonfrequenzverstärkers nicht konstant über den ganzen Frequenzbereich, sondern zwischen etwa 200 und 3000 sanft ansteigend zu machen, eine Forderung, die sich mit Transformator-Verstärkern leicht erfüllen ließ, so daß zur damaligen Zeit diese dem Widerstandsverstärker, sowohl der Kurvenform als auch der Verstärkungszahl nach, überlegen waren.

Der ausschlaggebende Impuls in der Fortentwicklung der Tonfrequenzverstärker erfolgte durch den Rundfunk und seine musikalischen Forderungen, die plötzlich das notwendige Frequenzband auf den ganzen akustischen Bereich, d. h. etwa 18 Hertz bis 20000 Hertz, nach Ansicht einiger Musikfanatiker sogar bis 30000, zu verbreitern schienen. Daher wurde die Entwicklung der Tonfrequenzverstärker im Laboratorium weitgehend ausgedehnt, und zwar sowohl hinsichtlich der elektrotechnischen Anforderungen bei den nunmehr aktuellen Frequenzen, als auch hinsichtlich der akustischen Wirksamkeit verschiedenartiger Frequenzkurven, als auch hinsichtlich der Erzielung bedeutend größerer Leistungen, als sie bisher in der Telephonietechnik üblich waren. Es mag hier besonders darauf hingewiesen werden, daß die bei den Verstärkern notwendigerweise vorhandene Gleichstrom-Magnetisierung der Transformatorkerne, die die Wechselstrom-Magnetisierung um ein Vielfaches übertrifft, sowie der außerordentliche in Betracht zu ziehende Frequenzbereich die Bearbeiter vor recht ungewohnte Aufgaben stellte, denen merkwürdigerweise die Elektrotechniker, die auf eine allzu schematische Betrachtungsweise von Transformatoren eingelernt sind, viel weniger gewachsen waren, als die stets auf das allgemeine Problem eingestellten technischen Physiker.

Um die Entwicklung der Tonfrequenzverstärker im Laboratorium der Telefunkengesellschaft haben sich insbesondere Frau Dr. J. Hausser-Ganswindt, Frl. G. Ganswindt sowie die Herren Dr. A. Ramspeck und Dr. K. Matthies verdient gemacht, die in jahrelanger, eifriger Arbeit viele interessante Einzelheiten auffanden und verwerteten, die, wie z. B. die Gesetze zur Dimensionierung von Transformatoren, auch die Elektrotechnik bereichert haben.

Der Rundfunk stellt ein Gebiet dar, das in der Elektrotechnik im großen und ganzen als ungewöhnlich bezeichnet werden kann. Die Gründe hierfür sind einerseits die weitgehende Kombination von niederfrequenten und hochfrequenten Forderungen, andererseits die Tatsache, daß die niederfrequenten Bedingungen zwar den allgemeinen Charakter der Schwachstromtechnik, d. h. der Verwendung von Tonfrequenzen haben, jedoch erstens einen großen Frequenzbereich umfassen, zweitens oft in Begleitung von großen Leistungen, die an das Starkstromgebiet erinnern, auftreten. Auch die Verschiedenartigkeit der Technik des Senderbaues gegenüber der des Empfängerbaues fällt dem Fachmann in die Augen. Die Sachlage, daß ein Sender, der von einer zentralen Behörde betrieben wird, mit vielen Tausenden oder Millionen von Empfängern korrespondiert, die sich aus privaten Teilnehmern rekrutieren, führt dazu, daß auf der Empfängerseite beliebig billige, oft recht unvollkommene Apparate verwandt werden, daß dagegen der Sender, um auch die extremsten Forderungen der Rundfunkempfänger von hoher technischer Klasse erfüllen zu können, mit größter elektrischer Vollkommenheit sowohl auf dem tonfrequenten als auf dem hochfrequenten Gebiet gebaut sein muß. — In der vorliegenden Abhandlung sollen nur Senderfragen behandelt werden.

Es dürfte bekannt sein, daß bei der Ausstrahlung eines Rundfunksenders, die in Form der sogenannten modulierten Hochfrequenz geschieht, die Tonfrequenzen objektiv nicht mehr vorhanden sind, sondern daß die Tonfrequenz mit der Hochfrequenz in einer solchen Weise verbunden ist, daß sich in der einen Betrachtungsweise eine analog der Tonfrequenz schwankende Hochfrequenzamplitude ergibt, in einer anderen Betrachtungsweise eine kontinuierliche Trägerfrequenz konstanter Amplitude und Frequenz und außerdem in unmittelbarer Nähe liegende sogenannte Seitenfrequenzen. Die Uebertragung geschieht also größtenteils auf hochfrequentem Wege, wobei veränderliche Amplituden veränderlicher Frequenzen so ausgestrahlt werden müssen, wie man sie hervorgebracht hat. Trotzdem liegt das viel größere Qualitätsgewicht auf der Seite der Uebertragung der Tonfrequenz, weil nämlich das Frequenzband etwa acht Oktaven umfaßt. Von dem Mikrophon bis zu dem Vorgang der Modulation besteht ein außerordentlicher Amplitudenunterschied. Hier wäre zunächst notwendig,

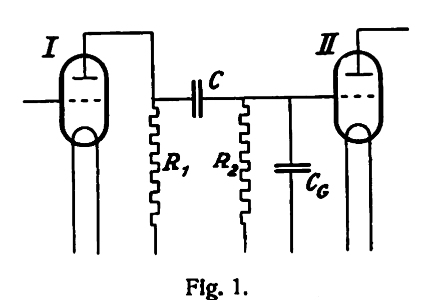


Fig. 1.

daß die Mikrophone den hervorgebrachten Schall präzise nach Amplitude und Frequenz ins Elektrische übersetzen. In der vorliegenden Abhandlung, die sich mit Mikrophonen nicht beschäftigt, soll dies vorausgesetzt sein. Weiterhin ist es notwendig, daß diese erste Uebersetzung der akustischen Schwingung in die elektrische hinreichend verstärkt, dann oft über mehrere hundert Kilometer lange Strecken auf dem Drahtwege weitergeleitet und nach abermaliger Verstärkung dem Hochfrequenzsender in Form von Wechselstromleistung bis zu mehreren kW zugeführt wird. Man sollte im allgemeinen annehmen, daß diese Verstärkung und Zuführung mit genau den gleichen Amplitudenverhältnissen und kongruenter Kurvenform geschehen soll. Jedoch wird im Verlauf der Abhandlung gezeigt werden, daß es vorteilhaft ist, unter gewissen Bedingungen nicht eine vollkommene Kongruenz der erzeugten mit den dem Sender zugeführten tonfrequenten Wellenzügen herbeizuführen, sondern die Uebertragung gewisser Frequenzbereiche zu bevorzugen oder zu benachteiligen. Im Grundprinzip ist natürlich eine weitgehende Kongruenz von Amplitude und Frequenz anzustreben, d. h. eine weitgehend verzerrungsfreie Uebertragung. Die eben erwähnten Abweichungen davon betreffen nur einige kleinere Gebiete, haben aber merkliche Bedeutung.

II. Die Tonfrequenz-Verstärker mit Widerstandskopplung.

Wenn gesagt ist, daß das Hauptproblem der Tonfrequenzübertragung zunächst die unverzerrte Wiedergabe nach Amplitude und Frequenz ist, so müßte man vom

Standpunkte der Sprache und Musik die Berücksichtigung der Frequenzen von etwa 18 Hertz bis 20 000 Hertz erwarten. Dies ist jedoch sowohl aus rein akustischen Gründen unnötig, andererseits aus gewissen, später genannten Gründen sogar schädlich, so daß heutzutage in Rundfunksendern Frequenzen oberhalb 10 000 Hertz kaum wesentlich beachtet werden. In der Skala der tiefen Töne sind die Grenzen etwas weniger definiert, doch dürfte man im allgemeinen mit einer noch annähernd vollwertigen Uebertragung des Tones von 30 Hertz zufrieden sein. Es ist nun bekannt, daß als Verstärker für einen so großen Bereich von Tonfrequenzen hauptsächlich sogenannte Widerstandsverstärker günstig sind. Eine Kaskade eines solchen Widerstandsverstärkers hat die Form von Fig. 1, d. h. zwischen den beiden Röhren I und II liegt ein Widerstand R_1, ein Kondensator C und nochmals ein Widerstand R_2. Aus dieser Schaltung ergibt sich zwar ein breiter konstant übertragener Frequenzbereich, aber an den Grenzen eine gewisse Frequenzabhängigkeit, da ja parallel zu dem Widerstand R_2 die Kapazität Gitter-Kathode C_G liegt. Und zwar läßt sich sagen, daß die tiefen Frequenzen in ihrer Amplitude beeinträchtigt werden, wenn die Impedanz von C im Vergleich zu derjenigen von R_2 zu groß wird, und daß die hohen Frequenzen beeinträchtigt werden, wenn die Impedanz von C_G im Vergleich zum äußeren Widerstand R_1 der Röhre I zu klein wird. Im allgemeinen lassen sich bei solchen für Mikrophonverstärkung geeigneten Widerstandsverstärkern diese Bedingungen zwischen 10 000 Hertz und 30 Hertz annähernd ideal erfüllen, so daß nur nach den höchsten und tiefsten Frequenzen hin je ein kleiner, kaum in die Augen fallender Abfall der Verstärkungskurve übrig bleibt. Fig. 2 zeigt ein Beispiel der Verstärkungskurve von drei Widerstandsverstärker-Kaskaden für die genannten Frequenzen.

III. Die Verstärkertransformatoren.

Von diesem Standpunkte aus wäre man geneigt, zu sagen, daß durch die Widerstandsverstärker die Frage der Tonfrequenzverstärkung vom Mikrophon bis zum Sender

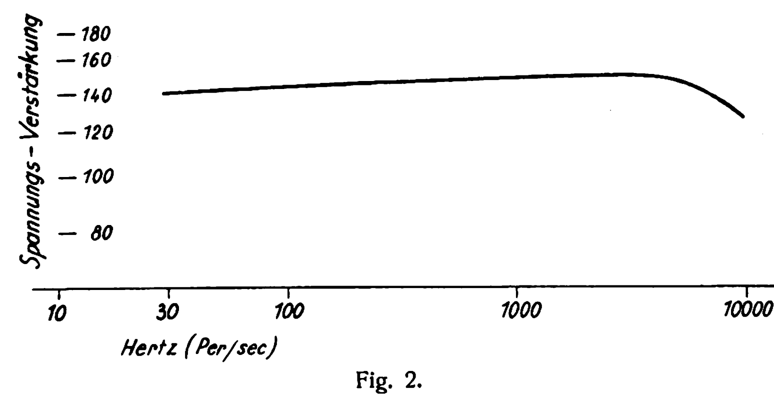


Fig. 2.

im Prinzip gelöst ist. In Wahrheit ist es aber nicht damit getan, sondern eine heute normale Besprechungseinrichtung, vom Mikrophon bis zum Sender gerechnet, enthält üblicherweise eine Anzahl Transformatorübertragungen, wie ein Blick auf die Fig. 3, ein prinzipielles Schema der Besprechungseinrichtung modernster Rundfunksender, zeigt. In Fig. 3 sind zwischen Mikrophon und Modulationsstelle des Senders fünf Transformatoren zu sehen, die die Tonfrequenz in der gewünschten vollkommenen Weise übertragen müssen, und zwar sieht man einen Transformator a zwischen Mikrophon und erster Verstärkerröhre, den zweiten b zwischen dem Mikrophonverstärker und dem Kabel, das von dem Besprechungsort nach dem Sendeort führt, den dritten c am Ende dieses Kabels vor dem Senderverstärker und den vierten und fünften Transformator zwischen dem Senderverstärker und der Modulationsröhre. Gewiß könnte man den vierten und fünften Transformator zu einem solchen zusammenlegen und auf diese Weise mit vier Transformatoren auskommen. Aber es wird sich

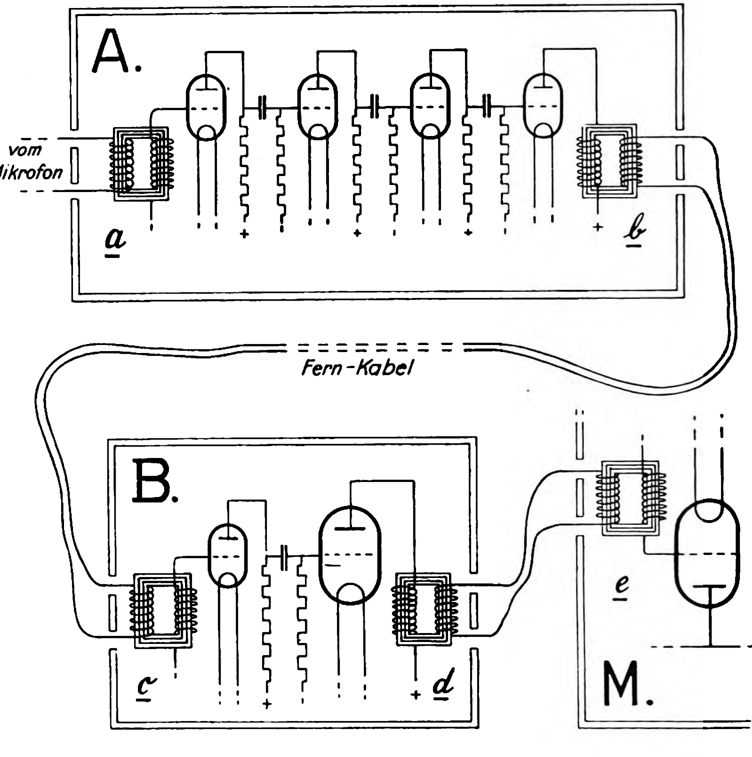


Fig. 3.

später zeigen, daß dies vom Standpunkt der Frequenzübertragung unnötig ist. Dagegen ist eine Trennung dieser Transformatoren erwünscht, um bei Vorhandensein genügender Sprechspannungen am Ende des Kabels ohne Verstärker B arbeiten zu können und zu diesem Zweck einen dem Kabel angepaßten Transformator (nämlich e) zu haben. Ist dieser hierfür geeignet, so ist er natürlich nicht geeignet, als Ausgangstransformator für Verstärker B zu dienen, sondern es muß dann entweder eine Umschaltung auf einen Transformator Röhre-Modulation vorgenommen, oder besser, wie in Fig. 3 gezeichnet, ein besonderer Ausgangs-Transformator d dazwischengesetzt werden.

Die Uebertragung von Tonfrequenzen breiter Bereiche durch Transformatoren ist in der Literatur von manchen Autoren teilweise wegen Unkenntnis, teilweise wohl wegen irgendwelcher Nebenabsichten als minderwertig hingestellt worden. Ich möchte aber in der vorliegenden Abhandlung zeigen, wie unsachlich diese Beurteilungsweise ist, und wieviel in der verzerrungsfreien Uebertragung der außerordentlich breiten Tonfrequenzbereiche durch Transformatoren geleistet wird. Man muß sogar zugeben, daß der Transformator-Verstärker hinsichtlich der notwendigen Bevorzugung gewisser Frequenzbänder und der dadurch bewirkten Korrektion von Tonfrequenzkurven mehr erreicht, als reine Widerstandsverstärkung es könnte. Einerseits sind dies die Gründe für die Verwendung von Transformatoren bei Rundfunksenderverstärkern, andererseits liegen sie darin, daß man bei Verwendung von Transformatoren mit bedeutend weniger Röhrenkaskaden auskommt, und ferner daß durch die zwei Wicklungen eines Transfor-

mators eine sehr bequeme Verlegung der Gleichspannungspotentiale möglich ist.

Es soll jetzt auseinandergesetzt werden, wie die Verstärkungstransformatoren für die verschiedenen Frequenzen arbeiten oder vielmehr zum richtigen Arbeiten gebracht werden müssen[1]). Es hat sich hierbei ergeben, daß man zwei Klassen von Verstärkertransformatoren unterscheiden muß, nämlich:

1. solche, die auf einen relativ kleinen Widerstand arbeiten, d. h. reine Leistungstransformatoren, und
2. solche, die annähernd im Leerlauf arbeiten.

Da die letzteren immer die auf die Gitterkreise von Verstärkerröhren arbeitenden sind, sollen sie kurz „Gitter-Transformatoren" genannt werden. Die beiden hier so genannten Klassen, „Leistungstransformatoren" und „Gittertransformatoren", zeigen in ihrem Verhalten und daher auch in ihren erforderlichen Eigenschaften starke Unterschiede. Der Leistungstransformator ist in seinen Eigenschaften dem aus der Starkstromtechnik bekannten Leistungstransformator nahe verwandt, wenngleich, mit Rücksicht auf das Frequenzband, Nebenbedingungen zu beachten sind.

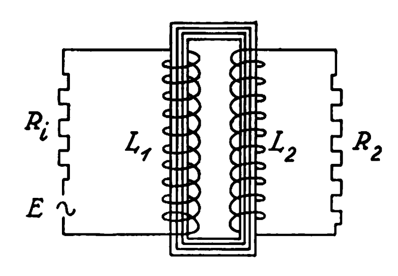


Fig. 4.

Da in der vorliegenden Abhandlung fast immer vom sogenannten „Ersatzschema" ausgegangen wird, müssen zuerst diese sowie die anzuwendenden Bezeichnungen und Ausdrücke und ihre Beziehungen zum wahren Schaltschema erklärt werden, was hier mit Hilfe der Fig. 4 und 5 geschehen soll. Das wahre Schaltschema eines Verstärkertransformators zeigt Fig. 4, und zwar gilt dies sowohl für Leistungstransformatoren wie für Gittertransformatoren. Es bedeuten darin $E\sim$ die Wechselspannungsquelle, R_i ihren inneren Widerstand, die beide zusammen beispielsweise eine Verstärkerröhre darstellen mögen, L_1 die gesamte Selbstinduktion der Primärwicklung, L_2 die der Sekundärwicklung, im Leerlauf gemessen gedacht, und R_2 den Widerstand, auf den der Transformator sekundär arbeitet. Die beiden Wicklungen sollen die Windungszahlen w_1 und w_2 haben, so daß das Uebersetzungsverhältnis

$$u = \frac{w_2}{w_1} \text{ und } L_2 : L_1 = w_2^2 : w_1^2 = u^2$$

wird. Die Streuung kann für u vernachlässigt werden.

Das Ersatzschema Fig. 5 soll in seinen Größen der Primärseite von Fig. 4 angepaßt sein, die sekundären Größen werden also mit übertragenen Werten eingeführt. Demnach sind $E\sim$ und R_i dieselben Größen wie in Fig. 4, L bedeutet die resultierende primäre Induktion oder Magnetisierung, die bis auf unbedeutende Korrekturen, wie z. B. den Abzug der Streuinduktion mit L_1 identisch ist, ϱ den äquivalenten Widerstand der Eisenverluste, dessen Berechtigung später, im Anschluß an Fig. 6, diskutiert wird, ferner Σ_1 und Σ_2 der Streuinduktionen, die zunächst als getrennt von der primären und sekundären Seite herrührend gedacht sein sollen, und schließlich R den übertragenen sekundären Belastungswiderstand, der also die Größe $R = \frac{R_2^2}{u^2}$ hat. Die Widerstände der Kupferwicklungen werden als unbedeutend gegenüber R_i und R angenommen. Einzelne Fälle, wo sie von Bedeutung sind, werden besonders besprochen werden. Ebenso werden andere Teile, z. B. Kapazitäten, die in den Fig. 4 und 5 nicht angeführt sind, dort, wo sie wichtige Rollen spielen, besonders eingesetzt und berücksichtigt werden. Die EMK der Quelle $E\sim$ sei E, die Spannung an L_1 soll V_1, die an R_2 soll V_2, die an L soll V genannt werden. V und V_1 sind demnach nur um die Streuspannung voneinander verschieden.

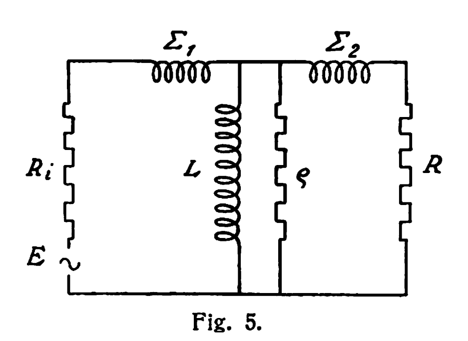


Fig. 5.

Die uns interessierenden Größen für die Wirksamkeit eines Transformators sind lediglich: die an dem sekundären Belastungswiderstand R_2 auftretenden Spannungen im Verhältnis zu den in der EMK-Quelle vorhandenen Spannungen E des gesamten hier wichtigen Frequenzbandes, z. B. zwischen 25 Hertz und 10 000 Hertz, also die Größe $\frac{V_2}{E}$, die F genannt werden soll. Die Spannungen an der primären Seite sind nämlich infolge der inneren Widerstände der EMK-Quelle zunächst unbekannt und stellen deswegen nur Zwischenglieder zwischen den Hauptgrößen, nämlich EMK und sekundären Nutzspannungen, vor.

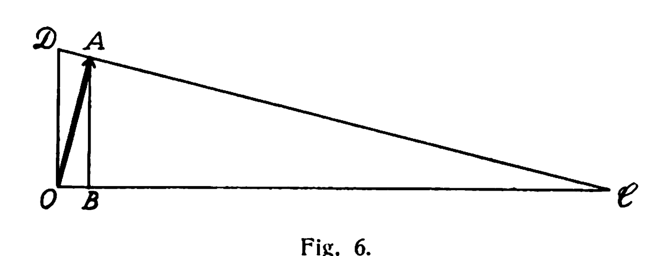


Fig. 6.

Das Verhalten eines Transformators wird hier so beschrieben, daß für ihn eine Kurve angegeben wird, deren Abszisse die interessierenden Tonfrequenzen, und deren Ordinaten die dazugehörigen F-Werte, allerdings in einem besonderen Maßstabe — siehe unten — sind. Die Ableitung geschieht in einer zunächst etwas befremdenden Weise, indem jede solche Kurve, hier allgemein „Frequenzkurve"

[1]) Die Grundprinzipien der folgenden Auseinandersetzungen sind vom Verfasser in Lehrbüchern nur teilweise veröffentlicht worden. Siehe hierzu: J. Zenneck u. H. Rukop, Lehrbuch der drahtl. Tel., Verlag F. Enke, Stuttgart. V. Aufl., S. 763 ff.; H. Rukop, Abhandlung in E. Marx' Handbuch der Radiologie, Akad. Verlag Leipzig. II. Auflage, Band IV/3, S. 352 ff. In diesen Büchern sind bereits folgende Literaturstellen angeführt: R. Holm, Archiv für Elektrotechnik 6, 1917, S. 114; W. Schottky, Archiv für Elektrotechnik, 8, 1919, S. 1; H. Barkhausen, Jahrb. Drahtl. Tel., 16, 1920, S. 82; K. Mühlbrett, Archiv für Elektrotechnik, 9, 1920, S. 365. Inzwischen veröffentlichte Literatur hierüber: L. Caspar Journ. A. J. E. E. 43, 1924; L. Müller, Archiv für Elektrotechnik, 16, 1926, S. 219; J. Cavallo u. H. Renault, Ann. de Post., Tél. et Tél., 15, 1916, S. 788.

eines Transformators genannt, in drei verschiedene Frequenzbereiche zerlegt behandelt wird, und zwar sind diese: 1. der Bereich der idealen Transformation, 2. der der tiefer als 1 liegenden Frequenzen, 3. der der höher als 1 liegenden Frequenzen.

Um die allgemeine Gültigkeit dieser Betrachtungsweise möglichst verständlich und anschaulich zu machen, sind die Ordinaten-Maßstäbe einheitlich gewählt, und zwar so, daß die Ordinaten der Frequenzkurven für jeden Transformator in ihren idealen Bereichen die Höhe 1 haben. Die Ordinaten in diesem Maßstabe werden mit M bezeichnet, eine solche Kurve wird M-Kurve genannt. Nennen wir den F-Wert eines Transformators in seinem idealen Bereiche F_{norm}, so ergibt sich:

$$F = M \cdot F_{norm}$$

Der Wert für F_{norm} ist nun sehr leicht anzugeben. Wenn nämlich ein Transformator ideal arbeitet, ergibt er nach Fig. 4 die ideale sekundäre Nutzspannung:

$$V_{2\,norm} = \frac{u E}{1 + \frac{u^2 R_i}{R_2}},$$ und es wird:

$$F_{norm} = \frac{V_{2\,norm}}{E} = \frac{u}{1 + \frac{u^2 R_i}{R_2}}$$

Da also die Ordinaten der Frequenzkurven die Werte $F = M \cdot F_{norm}$ haben, so genügt es zur Charakterisierung des Verhaltens eines Transformators für das ganze Frequenzband, seine M-Kurve zu kennen. Diese wird dann, so bald man die wahren Ordinaten braucht, mit der Konstanten F_{norm} multipliziert.

Wir haben gefunden, daß die Darstellung und Berechnung der M-Kurve am einfachsten wird, wenn für jeden Frequenzbereich besondere, aus einem speziellen Ersatzschema abgeleitete geeignete Formeln benutzt werden, für die jeweils die keine merkliche Rolle spielenden Organe unbeachtet bleiben, wie z. B. bei tiefen Frequenzen die Streuung und die Kapazität der Wicklungen usw.

In den folgenden Abschnitten sind für jede Schaltung und jeden Frequenzbereich die wichtigen Organe besonders hervorgehoben und jedes solche Spezialersatzschema ist abgebildet. Alles Nähere geht aus den einzelnen Ableitungen hervor. (Fortsetzung folgt.)

(Eingegangen am 13. Februar 1928.)

Über die Spannungsverstärkung mittels Transformatorenkopplung beim Niederfrequenzverstärker.

Von **H. Reppisch**, Berlin.

Der transformatorengekoppelte Niederfrequenzverstärker bietet trotz des verhältnismäßig einfachen Aufbaues seiner Schaltung eine Reihe von interessanten und noch nicht allgemein bekannten Erscheinungen; die physikalischen Bestimmungsgrößen des Kopplungsgliedes, welches ausgesprochen stark frequenzabhängig ist, haben natürlich den größten Einfluß auf den Durchlässigkeitsbereich des Verstärkers für niederfrequente Schwingungen. Um auf die hierbei zu untersuchenden Größen zu kommen, wird von dem Wirkungsgrad der mit einem komplexen Widerstand im Anodenkreis belasteten Röhre ausgegangen; dieser Wirkungsgrad[1]) ist definiert zu

$$W = \frac{1}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|} \tag{1}$$

wobei D den Durchgriff, R_i den inneren Widerstand der als Generator wirkenden Röhre und $\mathfrak{R}_a$ den komplexen äußeren Belastungswiderstand im Anodenkreis bedeuten. Da die beiden ersten Größen frequenzunabhängig sind, so wird W im allgemeinen bei frequenzabhängigen $\mathfrak{R}_a$ ebenfalls frequenzabhängig, im besonderen bei $|\mathfrak{R}_a| \gg R_i$ praktisch frequenzunabhängig sein. Da die Spannungsverstärkung vom Gitter der ersten bis zum Gitter der in Kaskade folgenden Röhre interessiert, so muß bei dieser die durch das Kopplungsglied erfolgte Spannungstransformation einbezogen werden. Wird das Verhältnis von $\mathfrak{E}_{g2}$ zu $\mathfrak{E}_a$ gleich ü gesetzt, so wird die Spannungsverstärkung einer Röhrenstufe, welche also aus Röhre und Kopplungsglied besteht, zu

$$V = \frac{|\mathfrak{E}_{g2}|}{|\mathfrak{E}_{g1}|} = \frac{|\text{ü}|}{D} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|} \tag{2}$$

Aus dieser Beziehung entnehmen wir die das Kopplungsglied kennzeichnenden Größen ü und $\mathfrak{R}_a$, deren Frequenzabhängigkeit untersucht werden soll. Die Fig. 1 zeigt das

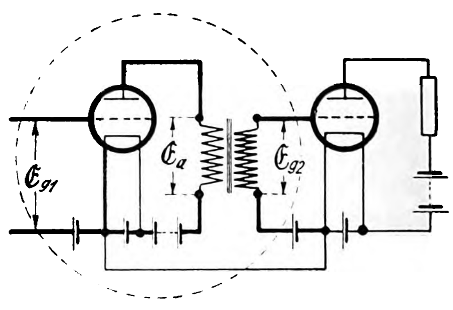


Fig. 1.

Schaltungsschema zweier mittels eines Transformators in Kaskade wirkenden Röhren. Da der Transformator sekundärseitig zwischen Gitter und Kathode der in Kaskade folgenden Röhre liegt, das Gitter dieser Röhre hinreichend negativ vorgespannt sei, so ist dieser schaltungsmäßig als leerlaufend zu bezeichnen. Die durch ihn beabsichtigte

[1]) Vergl.: Forstmann-Schramm, Die Elektronenröhre, Verl. R. C. Schmidt & Co., 1927, Seite 92 und 110. Forstmann-Reppisch, Der Niederfrequenzverstärker, Verl. R. C. Schmidt & Co., 1928, Seite 42, 89, 245 und ff.

Spannungserhöhung macht ein entsprechendes Windungsverhältnis seiner Wicklungen nötig, wodurch aber infolge der meist sehr vielen Sekundärwindungen eine erhebliche Wicklungskapazität erreicht wird. Ferner wird mit zunehmender Verschiedenheit der primären und sekundären Windungen die gegenseitige Kopplung der beiden (Wicklungen) Stromkreise immer loser; die dadurch bedingte Streuung des Transformators ist ebenfalls zu berücksichtigen.

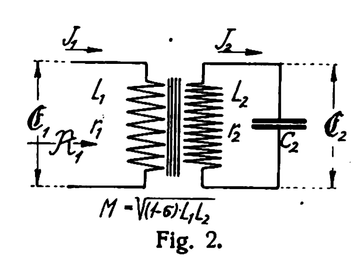


Fig. 2.

Das Schema des Transformators mit obengenannten Eigenschaften ist in Fig. 2 dargestellt, wobei L_1 den primären, L_2 den sekundären Selbstinduktionskoeffizienten und M den Koeffizient der gegenseitigen Induktion bedeuten; der Kopplungskoeffizient sei $k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}$, welcher mit dem Streufaktor σ in der einfachen Beziehung

$$k^2 = 1 - \sigma$$

steht. r_1 und r_2 sind die Ohmschen Widerstände der beiden Wicklungen. Mit ziemlich großer Annäherung kann die verteilte Kapazität der Sekundärwicklung als eine konzentrierte Kapazität C_2 zwischen den Enden der zugehörigen Wicklung angenommen werden.

Drückt nun die an den primären Klemmen liegende Spannung $\mathfrak{E}_1$ den Strom $\mathfrak{J}_1$ durch die Primärwicklung, so bestehen für den Transformator folgende bekannte Beziehungen

$$\mathfrak{E}_1 = \mathfrak{L}_1 \cdot \mathfrak{J}_1 - \mathfrak{M} \cdot \mathfrak{J}_2 \tag{3}$$

$$\mathfrak{E}_2 = \mathfrak{M} \cdot \mathfrak{J}_1 - \mathfrak{L}_2 \cdot \mathfrak{J}_2 \tag{3a}$$

wird für den Ladestrom der sekundären Kapazität C_2 der Wert $\mathfrak{E}_2 \cdot \mathfrak{G}_2$ gesetzt, wobei $\mathfrak{G}_2$ den Leitwert dieses kapazitiven Widerstandes bedeutet, so erhält man für die Sekundärspannung

$$\mathfrak{E}_2 = \mathfrak{E}_1 \cdot \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}_1 + \mathfrak{G}_2 \cdot (\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2 - \mathfrak{M}^2)} \tag{4}$$

Hieraus ergibt sich die Spannungsübersetzung

$$\frac{\mathfrak{E}_2}{\mathfrak{E}_1} = \ddot{u} = \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}_1 + \mathfrak{G}_2 \cdot (\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2 - \mathfrak{M}^2)} \tag{5}$$

Bildet man den Quotienten von Primärspannung und Primärstrom, so erhält man den Scheinwiderstand des Transformators von der Primärseite, der als „primärer Eingangswiderstand" bezeichnet wird; aus den Beziehungen (3 und 3a) ergibt sich dieser zu

$$\mathfrak{R}_1 = \frac{\mathfrak{E}_1}{\mathfrak{J}_1} = \frac{\mathfrak{L}_1 + \mathfrak{G}_2 \cdot (\mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2 - \mathfrak{M}^2)}{1 + \mathfrak{G}_2 \cdot \mathfrak{L}_2} \tag{6}$$

wobei in der Umformung für

$$\mathfrak{J}_1 = \mathfrak{E}_2 \cdot \frac{1 + \mathfrak{G}_2 \cdot \mathfrak{L}_2}{\mathfrak{M}}$$

gesetzt worden ist. Werden nun in diese Beziehungen die den Widerstandssymbolen $\mathfrak{L}_1$, $\mathfrak{L}_2$, $\mathfrak{M}$ und $\mathfrak{G}_2$ entsprechenden Werte $(r_1 + j\omega L_1)$, $(r_2 + j\omega L_2)$, $(j\omega\sqrt{(1-\sigma) L_1 L_2})$ und $j\omega C_2$ eingesetzt, so folgt nach einiger Umformung, wenn für $\omega^2 L_2 C_2$ der Faktor η^2 und für $\frac{L_2}{L_1}$ der Faktor u^2 eingeführt wird, der Eingangswiderstand des Transformators zu

$$\mathfrak{R}_1 = \frac{r_1 \cdot (1-\eta^2)^2 + (1-\sigma) \cdot \eta^4 \cdot \frac{r_2}{u^2} + (\omega C_2 r_2)^2 \cdot r_1}{(1-\eta^2)^2 + (\omega C_2 r_2)^2} + j\omega \cdot \frac{L_1 \cdot (1-\eta^2) \cdot (1-\sigma\eta^2) + C_2 \cdot r_2 \cdot \frac{r_2}{u^2} \cdot \eta^2}{(1-\eta^2)^2 + (\omega C_2 r_2)^2} \tag{6a}$$

Mit guter Annäherung kann man dafür auch

$$\mathfrak{R}_1 = \frac{1}{(1-\eta^2)^2 + (\omega C_2 r_2)^2} \cdot \left[r_1 \cdot (1-\eta^2)^2 + (1-\sigma) \cdot \eta^4 \cdot \frac{r_2}{u^2} + (\omega C_2 r_2)^2 \cdot r_1 + j\omega L_1 \cdot (1-\eta^2) \cdot (1-\sigma\eta^2) \right]$$

setzen. Aus der letzten vereinfachten Formel ergibt sich sehr leicht, daß der imaginäre Anteil von $\mathfrak{R}_1$ für die Fälle $\eta^2 = 1$ und $\sigma\eta^2 = 1$ verschwindet, so daß der Transformator mit Streuung zwei Resonanzfrequenzen hat, und zwar

$$\omega_{o\,I}^2 = \frac{1}{L_2 C_2} \tag{7}$$

$$\text{und } \omega_{o\,II}^2 = \frac{1}{\sigma L_2 C_2} \tag{7a}$$

Die Größe des Eingangswiderstandes bei diesen Frequenzen ergibt sich durch Einsetzen der Resonanzbedingungen und wird für die erste oder die „Stromresonanz" zu

$$\mathfrak{R}_{1\,(\omega_{o\,I})} = r_1 + \frac{1}{u^2} \cdot \frac{L_2}{C_2 \cdot r_2} \cdot (1-\sigma), \tag{8}$$

d. h. der Eingangswiderstand des Transformators bei Stromresonanz der Sekundärseite ist die Summe aus dem primären Drahtwiderstand und dem auf die Primärseite reduzierten sekundären Resonanzwiderstand, auf den die Streuung verkleinernden Einfluß hat.

Bei $\sigma\eta^2 = 1$ (oder für $\eta^2 = \frac{1}{\sigma}$) wird der Eingangswiderstand

$$\mathfrak{R}_{1\,(\omega_{o\,II})} = r_1 + \frac{1}{u^2} \cdot r_2 \cdot \frac{1}{(1-\sigma)} \tag{9}$$

Dieser Wert des Eingangswiderstandes kommt dem Kurzschlußwiderstand von der Primärseite aus (Kurzschluß der Sekundärseite) praktisch gleich.

Während also der Transformator bei Stromresonanz einen sehr hohen (seinen maximalen) Eingangswiderstand hat, so ist derjenige bei Streuresonanz sehr klein; ausgehend von der Frequenz Null wird der Eingangswiderstand des Transformators vom Werte r_1 zunächst wenig und in der Nähe der Stromresonanz schnell zunehmen, bis er bei der ersten Resonanz seinen größten und zugleich reellen Wert erreicht. Oberhalb der ersten Resonanz nimmt er ebenso schnell fast wieder ab und erreicht bei Streuresonanz wiederum einen sehr kleinen Wert. Die Aenderung des absoluten Betrages kann dabei oft einige Zehnerpotenzen erreichen. Da, wie noch gezeigt werden wird, auch die Phasenverschiebung von entscheidendem Einfluß

auf die Spannungsverstärkung (bzw. lineare Verzerrungsfreiheit derselben bei den unteren und oberen Frequenzen) ist, so kommt es nicht allein auf den absoluten Betrag, sondern auch auf den Winkel des Eingangswiderstandes an. Bei den Frequenzen unterhalb der Stromresonanz durchläuft dieser nahezu 90° im positiven, unterhalb derselben fast die gleichgroßen Werte im negativen Bereich.

Aus der Beziehung (5) für die Spannungsstransformation erhält man nach einiger Umformung den hier interessierenden Betrag des Spannungsübersetzungsverhältnisses $\ddot{u}$ zu

$$\ddot{u} = \omega \cdot \sqrt{\frac{(1-\sigma)\cdot L_1 L_2}{\left[r_1 - \eta^2 \cdot \left(r_1 + \frac{r_2}{u^2}\right)\right]^2 + \omega^2 \cdot [(L_1 + C_2 r_2 r_1) - \sigma\eta^2 L_1]^2}} \qquad (10)$$

und da man bei kleinen Drahtwiderständen und kleiner Sekundärkapazität den Summanden $C_2 r_1 r_2$ in der Klammer unter der Wurzel vernachlässigen kann, so wird näherungsweise

$$\ddot{u} = u \cdot \sqrt{\frac{(1-\sigma)}{\left[\frac{r_1 - \eta^2 \cdot \left(r_1 + \frac{r_2}{u^2}\right)}{\omega L_1}\right]^2 + [1 - \sigma\eta^2]^2}} \qquad (10a)$$

Um diese Formeln zu diskutieren, soll die letztere durch gänzliche Vernachlässigung der Verluste zu

$$\ddot{u} = u \cdot \sqrt{\frac{1-\sigma}{(1-\sigma\eta^2)^2}} \qquad (10b)$$

vereinfacht werden; aus dieser nicht streng gültigen Formel kann man sehr leicht ersehen, daß im Falle der Stromresonanz das Spannungsverhältnis schon größer als

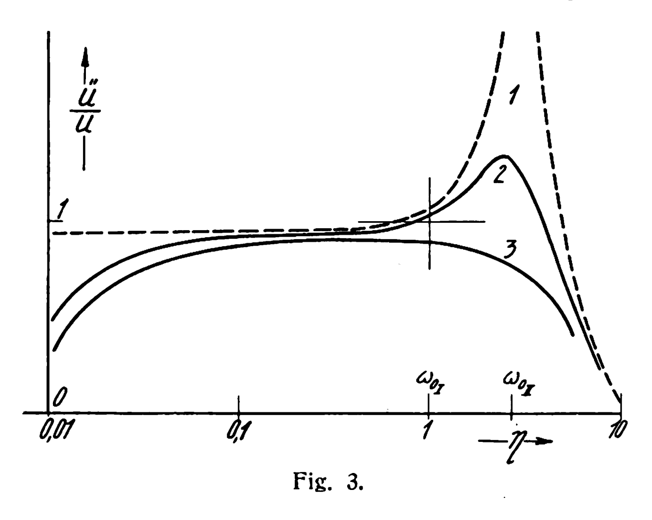


Fig. 3.

das Windungsverhältnis u sein kann. Tatsächlich hat sich bei Transformatoren kleiner Windungsverhältnisse und geringer Drahtwiderstände gezeigt, daß bei Stromresonanz $\ddot{u} > u$ sein kann, eine interessante Feststellung deswegen, weil in gleichartigen Abhandlungen und Veröffentlichungen[2]) der letzten Zeit die irrige Ansicht vertreten wird, daß bei Stromresonanz das Spannungsverhältnis nicht das Windungsverhältnis erreichen kann. Bei Streuresonanz würde nach der vereinfachten Formel $\ddot{u}$ unendlich groß werden; da aber die Verluste nach Formel (10) nicht vernachlässigbar sind und bei der meist ziemlich hoch liegenden Streuresonanz auch die Eisenverluste immer mehr ins Gewicht fallen, so kann, je nach Konstruktion des Transformators, eine Zunahme bei Stromresonanz und eine wesentliche Erhöhung bis zur Streuresonanz erfolgen. In der Fig. 3 stellt die Kurve 1 das Verhältnis $\ddot{u}/u$ bei verlustfreien, die Kurven 2 und 3 dasselbe bei verschieden großen Verlusten (eines mit Streuung behafteten Transformators) dar. Wie

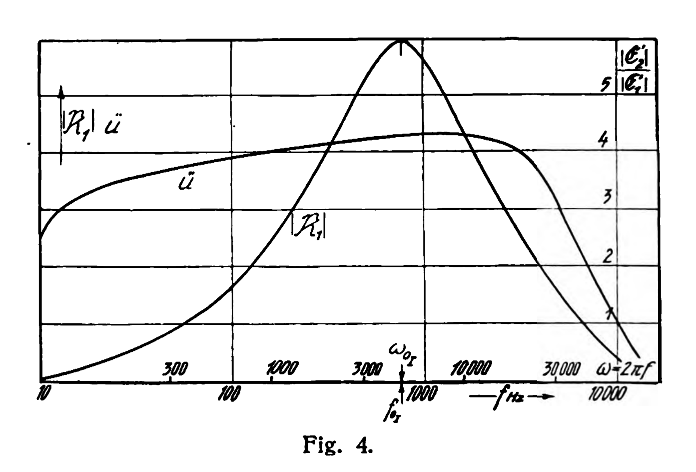


Fig. 4.

man sieht, kann man durch entsprechende Konstruktion des Transformators bei Streuresonanz eine erhebliche Steigerung des Spannungsverhältnisses über das Windungsverhältnis erzielen; von dieser Tatsache wird man bei selektiven Niederfrequenzverstärkern, den Tonfrequenzverstärkern, durch die Wahl der Streuresonanz bei der hoch zu verstärkenden Tonfrequenz Gebrauch machen. Die Bedingungen für eine rentable Steigerung von $\ddot{u}$ über u sind geringe Kupfer- und Eisenverluste, sowie eine bestimmte Streuung, welche durch einen geringen Kopplungsfaktor (großes Windungsverhältnis) erreicht werden kann.

Da für die Zwecke der Sprach- und Musikverstärkung sowohl ein breiter, als auch gleichmäßig zu verstärkender Bereich in Frage kommt, so wird man die Streuung durch Verwendung kleiner Windungsverhältnisse gering und zur Erreichung eines möglichst großen und gleichmäßigen Durchlässigkeitsbereiches die Verluste in gewissen Grenzen halten. Auf die Dimensionierung des Transformators selbst soll hier nicht näher eingegangen, jedoch die Feststellung gemacht werden, daß sich Niederfrequenztransformatoren für einen großen Frequenzbereich gleichmäßig übertragend herstellen lassen. Die Fig. 4 zeigt das Spannungsübersetzungsverhältnis und den primären Eingangswiderstand eines Transformators vom Windungsverhältnis $u = 4$; dieser ist über einen Bereich von etwa acht Oktaven als sehr günstig zu bezeichnen.

Zusammenfassung.

Die für den Spannungstransformator gültigen Beziehungen, welche für die Verwendung als Kopplungsglied in Betracht kommen, werden abgeleitet.

(Eingegangen am 2. Januar 1928.)

[2]) Vgl. L. Müller und M. v. Ardenne, Transformatorenverstärker 1927, Verl. R. C. Schmidt & Co., S. 29/30.

Eine einfache Methode zur Messung der Eigenwellenlänge von Antennen.

Von **H. Bruun**, Berlin-Siemensstadt.

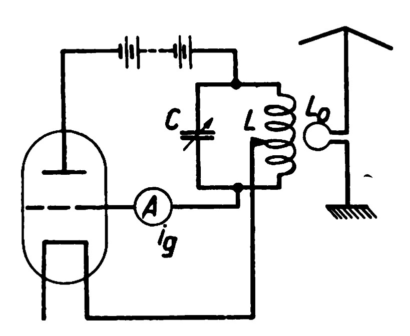
(Mitteilung aus dem Zentralloboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G.)

Zur Ermittlung der Eigenwelle von Antennen dient meist ein nach Martens[1]) und Kiebitz benanntes Verfahren. Bei diesem wird eine Spule und ein Kondensator mit der Antenne in Reihe geschaltet; Spule und Kondensator können durch einen Schalter überbrückt werden. Dann werden die beiden Kurven $\lambda = f(C)$ aufgenommen, die sich ergeben, wenn der Schalter geöffnet und geschlossen ist. Der Schnittpunkt dieser Kurven bestimmt die Eigenwelle der Antenne.

Das Verfahren wird, je nach Größe der zugeschalteten Spule, sehr genau, ist aber umständlich, da für jede der Kurven mindestens 6 bis 8 Punkte aufgenommen werden müssen.

Weit einfacher läßt sich die Eigenwelle von Antennen nach folgender Methode ermitteln.

Als Erreger und gleichzeitig als Indikator dient ein kleiner Röhrensender mit einem Instrument zur Anzeige



des Gitterstromes (vgl. Fig.). Als Senderohr genügt ein Rohr mit einem Gitterstrom von 1 bis 3 *mA*, z. B. ein *RE* 144.

Mit der Schwingspule des Senders ist eine Drahtschleife L_0 von etwa 50 mm Durchmesser und 3 mm Drahtstärke sehr lose gekoppelt.

Wird mit L_0 ein beliebiger Schwingungskreis in Reihe geschaltet, so erreicht der Gitterstrom i_g beim Durchdrehen des Kondensators C ein Minimum in dem Augenblick, wo der Kreis LC mit dem angehängten Schwingungskreis in Resonanz ist.

Schaltet man nach Fig. 1 eine Antenne an L_0, so läßt sich durch Einstellung des Kondensators C unter Beobachtung des Gitterstroms i_g die Eigenwelle λ_e der Antenne ermitteln. Der Schwingungskreis LC des Senders wird zweckmäßig nach Wellenlängen geeicht.

Es ist darauf zu achten, daß die Kopplung zwischen dem Sender und der Spule L_0 sehr lose ist, jedoch lassen sich hier Fehler leicht vermeiden, da zu feste Kopplung sich sofort durch Zieherscheinungen am Gitterstrom bemerkbar macht.

Folgende Tafel zeigt eine Gegenüberstellung einiger nach dem Martensschen und nach dem neuen Verfahren gemessenen Werte. Die ersteren wurden nacheinander unter Verwendung von zwei verschiedenen Spulen ermittelt:

		Verfahren nach Martens		Neue Methode
1.	a)	262 m	259,7 m	260 m
	b)	257,5 m		
2.	a)	296 m	294,2 m	295 m
	b)	292,5 m		
3.	a)	327,5 m	323,7 m	325 m
	b)	320 m		

Aus der Tabelle ist ersichtlich, daß die erhaltenen Werte mit den Ergebnissen des als genau bekannten Verfahrens gut übereinstimmen. Die neue Methode eignet sich wegen ihrer Einfachheit besonders, wenn es sich darum handelt, Reihenmessungen auszuführen, z. B. die Eigenwelle einer Antenne bei verschiedener Höhe zu messen.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode zur Bestimmung der Eigenwellenlänge einer Antenne durch eine einzige Messung beschrieben. Die Antenne wird in sehr loser Kopplung mit Hilfe eines kleinen Röhrengenerators erregt, in dessen Gitterkreis sich ein Instrument zur Messung des Gitterstromes befindet, an welchem die Resonanzstelle sich kenntlich macht.

(Eingegangen am 22. Februar 1928.)

[1]) Rein-Wirtz, Radiotelegr. Praktikum 3. Aufl. 1922, S. 312.

Spannungsbegrenzer für Verstärker.

Von **Otto Kappelmayer**, Berlin.

Harold A. Wheeler von der Hazeltine Corporation beschreibt in den „Proceedings of the Institute of Radio Engineers", Band **16**, S. 30, 1928, eine Begrenzungseinrichtung: „Automatic volume control", die er am 6. Oktober 1927 dem Institut vorgeführt hat. — Die Gitterwechselspannung an den Hochfrequenzverstärkerröhren wird dadurch begrenzt, daß eine besondere Röhre (mit zwei Elektroden, etwa ein de Forestsches Audion) mit gut ausgeprägtem Sättigungsstrom eine positive Gittervorspannung liefert, wenn die Amplituden der Gitterwechselspannung über einen bestimmten Betrag anwachsen. Die Einrichtung ist unter dem Namen „Audiostat" durch das englische Patent Nr. 259664 vom 14. Juli 1925 geschützt. Schon am 12. Dezember 1923 wurde eine ähnliche Einrichtung dem Institut vorgelegt, die gleichfalls durch eine besondere Begrenzungsröhre hinter dem Hochfrequenzverstärker die Gitterwechselspannungsamplituden begrenzt. Für Zwischenfrequenzempfänger findet man im

amerikanischen Patent Nr. 1 511 015 vom 7. Oktober 1924 eine besonders einfache Begrenzungseinrichtung von Mr. Affel der American Telephone and Telegraph Company. Laut Charakteristik begrenzt sie die Hochfrequenz-Spannungsamplitude an der Detektorröhre auf 2,25 Volt.

Verhindern diese Einrichtungen die Uebersteuerung der Detektorröhre und damit die Entstehung nicht-linearer Verzerrungen durch Begrenzung der Hochfrequenzspannungen, so spielen die nicht-linearen Verzerrungen, die durch Uebersteuerung der Endröhren im Niederfrequenzverstärker auftreten, heute noch eine viel bedeutendere Rolle: Denn aus wirtschaftlichen und technischen Gründen wird man bei der Wahl der Endröhren immer auf marktgängige Typen angewiesen sein und auf Anodenspannungen, wie sie die gewöhnlichen Netzanschlußgeräte liefern. Eine Vervielfachung der Leistung solcher Röhren durch Parallelschaltung derselben hat sich nicht bewährt. Die einzige praktische Möglichkeit, mit kleinen Endröhren höhere Leistungen zu erzielen, ist die Gegentaktschaltung zweier Röhren in der Endstufe. Aber auch hier bleibt natürlich der ohne Verzerrungen aussteuerbare Bereich einerseits durch die Röhren selbst und andererseits durch die maximal zulässige Anodenspannung und die Lage der $J_a—E_g$ Charakteristik gegenüber dem Beginn des Gitterstromanstiegs begrenzt.

Schaltet man nun aber einen Verstärker mit einer Elektrodose (für elektrische Wiedergabe von Grammophonplattenmusik) zusammen, so schwankt die am Gitter der ersten Verstärkerröhre liegende tonfrequente Wechselspannung in außerordentlich weiten Grenzen. Auch beim Lokalempfang von Rundfunksendungen kann die Gitterwechselspannung am Eingang des Verstärkers u. U. schon zwischen solchen Werten schwanken, daß bei Fortissimostellen der Musik die Endstufe des Verstärkers übersteuert wird. Allerdings treten nicht-lineare Verzerrungen dieser Art infolge der dynamischen Retouche der Rundfunkmusik am Sender gewöhnlich erst bei der Grammophonwiedergabe in erheblichem Maße auf. Bei der mechanischen Grammophonwiedergabe mit der normalen Schalldose sind ähnliche Uebersteuerungen nicht möglich, da die Elastizität der Schalldosenmembran die Amplituden genügend begrenzt. Bei der elektrischen Wiedergabe hingegen fällt die Amplitudenbegrenzung in der Elektrodose selbst — wenigstens bei den normalen Konstruktionen — von vornherein weg. Darum ist die Gefahr der Uebersteuerung des Verstärkers hierbei so groß, daß für diese Zwecke meist ganz besonders leistungsfähige Endröhren eingesetzt werden, die aber normalerweise nicht im Handel erhältlich sind. Ganz abgesehen davon, daß auch besondere Netzanschlußgeräte für solche Röhren gebraucht werden.

Würde man elektrisch — ähnlich wie dies die normale Grammophonschalldose mechanisch tut — die Amplitude der Gitterwechselspannung an der Endröhre so weit begrenzen, daß sie nicht über den zulässigen Maximalwert — der durch die Röhre und ihre Betriebsdaten gegeben ist — hinauspendeln kann, dann käme man allerdings sowohl beim Radioempfang wie bei der elektrischen Grammophonwiedergabe mit den gewöhnlichen Endröhren in Gegentaktschaltung und den normalen Netzanschlußgeräten in vielen Fällen aus. Die Musikwiedergabe würde lediglich in den Fortissimospitzen retouchiert, was jedoch aus physiologischen und psychologischen Gründen den künstlerischen Gesamteindruck nicht beeinträchtigen könnte.

Eine solche Begrenzungseinrichtung müßte frequenzunabhängig arbeiten und dürfte im Ruhezustand keine Leistung verbrauchen. Die geeignetste Vorrichtung für solche Zwecke ist ein Glimmrohr,[1]) das leicht so gebaut werden kann, daß die Zündspannung genau bei einem gewünschten beliebigen Wert liegt (Gasfüllung). Bei den gewöhnlichen Endröhren beträgt dieser Wert in Gegentaktschaltung 25 Volt und bei einfacher Schaltung etwa 15 Volt. (Wobei wir eine wirksame Anodenspannung von 200 Volt voraussetzen und nur denjenigen Teil der Charakteristik ausnutzen, der praktisch geradlinig und noch jenseits derjenigen Gittervorspannung verläuft, die den Einsatz eines schädlichen Gitterstromes bedingt.) Die besondere Glimmlampe verbraucht im Ruhezustand keinen Strom und arbeitet vollkommen trägheitslos. Man kann sie also einfach parallel zu der Strecke Gitter—Kathode der Endröhre schalten oder in irgendeiner anderen Schaltkombination mit dem System der Endröhre verbinden.

Die Spannungsreduzierung erfolgt dann ganz einfach: Ueberschreitet die Gitterwechselspannung den zulässigen Maximalwert, so zündet die Glimmlampe momentan und schließt damit für die Zeitdauer der Spitzenspannung die Strecke Gitter—Kathode praktisch kurz. Wird der Wert: Zündspannung zu Löschspannung bei der Glimmlampe geeignet gewählt, so kann man erreichen, daß nach Abklingen des Maximalimpulses das Glimmlicht sofort wieder erlischt und der Ruhezustand eintritt. Da die Glimmlampe frequenzunabhängig arbeitet, ist es gleichgültig, bei welcher Frequenz die Spitzenspannung auftritt, die die Röhre übersteuern würde. (Hauptsächlich tiefe Frequenzen!)

Die wirtschaftlichen Vorteile der neuen Anordnung sind neben ihrer Billigkeit insbesondere die leichte Auswechselbarkeit der Lampe, wenn eine andere Endröhre gewählt wird, und die Möglichkeit des nachträglichen Einbaues der Begrenzungseinrichtung in vorhandene Verstärker.

Zusammenfassung.

Die bisher bekannten Begrenzungseinrichtungen für die Gitterwechselspannung sind für Hochfrequenzverstärker gebaut. Es wird eine einfache Begrenzungsmethode mittels Glimmlampe besprochen, die bei Niederfrequenzverstärkern die Amplitude der Gitterwechslespannung an der Endröhre auf einen bestimmten Wert begrenzt und dadurch Uebersteuerungen der Röhre automatisch verhindert.

[1]) Etwa in der besonderen Form des Glimmrelais nach Dr. Richter und Heffcken von Otto Preßler, Leipzig, Glockenstr. 11, das eventuell mit Vorspannung betrieben werden kann.

(Eingegangen am 23. Februar 1928.)

Zusammenfassender Bericht. Über neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten.

Von **Ferdinand Trendelenburg**, Berlin-Siemensstadt.

Inhaltsübersicht.

1. Akustische Meßmethode.
2. Schallfeldvorgänge, raumakustische Fragen.
3. Schallsender.
4. Schallempfänger.

In einer früheren Veröffentlichung in dieser Zeitschrift[1]) hatte ich über Methoden und Ergebnisse der Klangforschung berichtet. Auf Bitte der Herren Herausgeber möchte ich im folgenden die neuere Entwicklung des damals behandelten Fragenkomplexes sowie eine Reihe weiterer akustischer und elektroakustischer Arbeiten besprechen.

Neben den Arbeiten theoretischer Natur nehmen diejenigen Arbeiten einen breiten Raum ein, welche die Verbesserung und den Ausbau akustischer Meßmethoden behandeln; gerade die Verbesserung der Meßmethoden war es, welche erhebliche Fortschritte insbesondere auf dem Gebiet der angewandten Akustik ermöglichte. Die quantitative Messung beispielsweise des Frequenzganges oder des Amplitudenganges eines akustischen Empfängers oder Senders gibt die Möglichkeit, die Leistungen des betreffenden Apparates im einzelnen zu prüfen und festzustellen, inwieweit Abänderungen der technischen Anordnung zu Verbesserungen führen.

So sei es gestattet, hier zunächst einen Abriß der neueren Entwicklung der akustischen Meßmethoden zu geben, hieran mögen sich dann die Darlegungen über die verschiedenen Arbeiten auf anderen Gebieten der Akustik, über Schallfeldvorgänge und Raumakustik, über die Schallsender und Schallempfänger und über die Grenzgebiete von Akustik und Physiologie: über Sprache und Gehör, anschließen.

1. Akustische Meßmethoden.

Diejenigen akustischen Messungen, die z. Zt. wohl das praktisch größte Interesse beanspruchen können, sind Messungen über die Schallfeldvorgänge in Luft. Ein Schallfeld ist dann in seinen Eigenschaften physikalisch definiert, wenn an jeder Stelle des Schallfeldes der zeitliche Verlauf einer der drei akustischen Größen: Entfernung des betreffenden Luftteilchens aus der Ruhelage, Geschwindigkeit des schwingenden Teilchens oder Druck im Medium, bekannt ist.

Nehmen wir zur Vereinfachung zunächst einen sinusförmigen Schallvorgang

$$a = a_0 \sin \omega t \quad \text{so wird die Geschwindigkeit} \tag{1}$$

$$v = \frac{da}{dt} = \omega\, a_0 \cos \omega t \tag{2}$$

und die Druckschwankung

$$p = -\omega\, \varrho_0\, a_0\, u \cos \omega t = p_0 \cos \omega t \tag{3}$$

hierbei ist u die Schallgeschwindigkeit und ϱ_0 die mittlere Dichte.

Die eben erwähnten Beziehungen gelten für fortschreitende ebene Schallwellen, auf einige andere Fälle werden wir weiter unten zu sprechen kommen.

Es wurden hier nur die Beziehungen zwischen Teilchenamplitude, Geschwindigkeitsamplitude und Druckamplitude niedergeschrieben, weil die meisten Schallfeldmessungen auf Bestimmung dieser Werte beruhen. Insbesondere ist die Druckamplitude einer Messung verhältnismäßig gut zugänglich. Wir kommen auf diese Messungen gleich ausführlich zu sprechen. Bemerkt sei hier nur noch, daß man Schallvorgänge auch dadurch messen kann, daß man die Amplitude der Temperaturschwankung mittels eines Thermomikrophons bestimmt; die Temperaturschwankung steht ja auf Grund der Gasgesetze in unmittelbarem Zusammenhang mit der Druckschwankung. Ueber den Thermomikrophoneffekt arbeitete A. v. Hippel[2]); ausführliche relative und absolute Temperaturmessungen in stehenden Schallwellen führten J. Friese und E. Waetzmann[3]) durch.

Die weitaus größte Bedeutung zur Messung der fundamentalen Schallfeldgrößen haben diejenigen Methoden gewonnen, welche sich zur Schallaufnahme eines elektrischen Schallempfängers, insbesondere eines Druckempfängers, bedienen. An der Konstruktion dieser Empfänger hat sich gegenüber den in meinem früheren Bericht[4]) besprochenen Gesichtspunkten wenig geändert, so daß dieser Punkt kurz gefaßt werden kann. Als Empfänger für die akustischen Messungen dienten in den Fällen, wo Wert auf höchste Genauigkeit und Reproduzierbarkeit gelegt werden mußte, meist Kondensatormikrophone, und zwar das Kondensatormikrophon nach Wente[5]) und das Hochfrequenzkondensatormikrophon nach Riegger[6]). Auch wurde für solche Messungen das Bandmikrophon nach Gerlach[7]) verwendet. Eine Reihe von Arbeiten beschäftigt sich mit dem Ausbau von Eichmethoden. Ein Verfahren zur Messung von Druckamplituden mittels eines geeichten Kondensatormikrophons, das hohe Genauigkeit zu erreichen gestattet, hat E. Meyer[8]) ausgearbeitet. Das Verfahren arbeitet nach dem für akustische Zwecke zuerst von E. Gerlach[7]) benutzten Kompensationsprinzip. E. Gerlach verwendete zur Messung der Druckamplitude ein Bandmikrophon; die auf das Bändchen wirkenden Schallkräfte werden dadurch kompensiert,

[1]) Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 28, S. 54, 84. 1926.

[2]) A. v. Hippel, Ann. d. Physik (4), Bd. 75, S. 521; Bd. 76, S. 590, 1925. Vgl. hierzu auch eine Bemerkung von J. Friese und E. Waetzmann Ann. d. Physik 76, S. 39, 1925.

[3]) J. Friese und E. Waetzmann Ztschr. f. Physik, Bd. 29, S. 110, 1924, Bd. 31, S. 50, 1925, Bd. 34, S. 131, 1925.

[4]) F. Trendelenburg, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 28, S. 54, 1926.

[5]) E. C. Wente, Phys. Rev. 10, S. 39, 1917; Phys. Rev. 2 Bd. 19, S. 498, 1922.

[6]) H. Riegger, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, Bd. 3, Heft 2, S. 67, 1924, F. Trendelenburg, ebenda, S. 43, vgl. auch F. Trendelenburg, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 28, S. 54, 1926.

[7]) E. Gerlach, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, Bd. 3, Heft 1, S. 139, 1923.

[8]) E. Meyer, Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 4, S. 86, 1927.

daß man einen Strom geeigneter Phase und Amplitude durch das Bändchen leitet und so durch die elektrodynamische Wechselwirkung zwischen dem durch das Bändchen fließenden Strom und dem Magnetfeld die aus dem Schallfeld herrührenden Kräfte kompensiert. Die Einstellung auf Null erfolgt entweder mittels des Gehörs oder mittels einer Verstärkerschaltung. E. Meyer kompensiert die an der Membran des Kondensatormikrophons angreifenden Kräfte durch elektrostatische Kräfte; die Bewegung der Membran bzw. die Ruhe nach der Kompensation wird durch Beobachtung der Kapazitätsänderung in einem Hochfrequenzkreis festgestellt. Die Anordnung zeigt Fig. 1, das Kondensatormikrophon liegt im Anodenkreis der Huth-Kühn-Schaltung. Verstimmen sich die Kreise I und II gegeneinander infolge Aenderungen der Kapazität

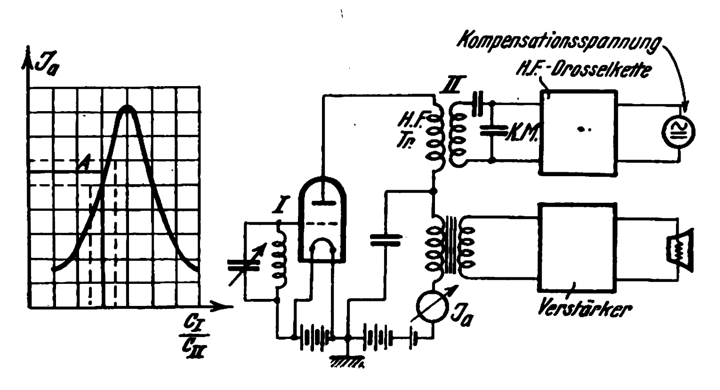


Fig. 1.
Schallkompensation mittels Kondensatormikrophon.

des Kondensatormikrophons KM, so ändert sich der Anodengleichstrom J_a. Bei Aenderung der Kapazität des Empfängers durchläuft J_a eine Resonanzkurve, wie dies im linken Teil der Fig. 1 dargestellt ist. Wählt man den Punkt A als Arbeitspunkt, so bewirken die Bewegungen der Mikrophonmembran Schwankungen des Anodengleichstroms, diese Schwankungen wirken auf den Verstärker. Zur Kompensation der Membranbewegung auf Null dient eine Hilfsspannung der gewünschten Frequenz, die an die Belegungen des Kondensatormikrophons über eine Hochfrequenzdrosselkette herangeführt werden. Die Kompensation auf Null kann an einem hinter dem erwähnten Verstärker angeschlossenen Telephon oder bei tieferen Frequenzen an einem dort angeschlossenen Vibrationsgalvanometer beobachtet werden. Als ein besonderer Vorteil ist der zu erwähnen, daß die Methode in sehr einfacher Weise auch die Eichung des Empfängers in absolutem Maße gestattet; wirkt nämlich auf die Membran ein (negativer) Druck bestimmter Größe, den man beispielsweise an einer Toeplerschen Drucklibelle für kleine Werte abliest, so kann man die Verschiebung der Membran durch eine Gleichspannung geeigneter Größe kompensieren und so die Absolutempfindlichkeit bestimmen. E. Meyer[9]) hat mit der eben geschilderten Methode genaue Untersuchungen darüber angestellt, wie weit auf diese Art ausgeführte Schallfeldmessungen mit solchen übereinstimmen, die man mittels der Rayleighschen Scheibe vornimmt. Die große Bedeutung, welche die Rayleighsche Scheibe für Schallfeldmessungen besitzt, läßt es als angezeigt erscheinen, hier kurz auf die Theorie der Scheibe einzugehen.

Bringt man in ein Schallfeld eine Scheibe, die man schräg zur Richtung der Schallstrahlen anordnet, so sucht sich die Scheibe senkrecht zur Schallrichtung zu stellen. Das auf die Scheibe vom Schall ausgeübte Drehmoment M ist proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit, die Beziehung läßt sich (wenn die Scheibendicke sehr klein ist) nach W. König[9a]) in der Formel

$$M = {}^2/_3\, \varrho_0 v_0^2 r^3 \sin 2\vartheta \qquad (4)$$

wo r der Scheibenradius und ϑ der Winkel zwischen Scheibe und Schallrichtung ist, darstellen.

Die erwähnte Arbeit E. Meyers kann als eine neue und von den älteren Methoden völlig unabhängige Bestätigung der Richtigeit der absoluten Gültigkeit der Formel (4) dienen; Tafel 1 ist der erwähnten Veröffentlichung von E. Meyer entnommen.

Tafel 1.

Frequenz	Kondensatormikrophon	Rayleighsche Scheibe
240 Hertz	45 Bar	51 Bar
330 „	93 „	101 „
400 „	90 „	97 „
555 „	116 „	129 „
780 „	214 „	214 „
1150 „	88 „	97 „

In dieser Tafel sind die Werte für Messungen mit dem Kondensatormikrophon bzw. mit der Rayleighschen Scheibe (umgerechnet auf die Druckamplitude) eingetragen, die bei Messungen mit dem einen bzw. mit dem anderen Schallempfänger an Schallschwingungen in einem Kundtschen Rohr gewonnen wurden. Die Abweichung der nach beiden Methoden gemessenen Werte beträgt im Mittel nur etwa 8 Prozent.

Es sei hier noch erwähnt, daß das elektrostatische Kompensationsverfahren von E. Meyer[9]) auch zur Bestimmung des Amplitudenganges von elektrischen Schallsendern benutzt wurde: man erregt den Schallsender durch eine sinusförmige EMK und kompensiert nacheinander auf den dieser Erregung entsprechenden Grundton sowie auf die durch etwaige fehlerhafte Eigenschaften des Schallsenders hervorgerufenen Obertöne. Wir werden auf die interessanten Ergebnisse dieser Untersuchungen im Abschnitt Schallsender und Schallempfänger zurückkommen.

Die Rayleighsche Scheibe, deren Wirkungsweise wir oben kurz besprachen, wurde zu zahlreichen akustischen Messungen benutzt. So eichte z.B. F. Trendelenburg[10]) das Rieggersche Hochfrequenzkondensatormikrophon dadurch, daß er es unmittelbar neben eine Rayleighsche Scheibe in ein Schallfeld einsetzte, zur Erregung des Schallfeldes diente für diese Versuche ein Rieggerscher Blatthaller. C. A. Hartmann[11]) benutzte eine ähnliche Anordnung zur Eichung des Gerlachschen Bändchenmikrophons. Die Ergebnisse dieser Messungen werden wir im Abschnitt „Schallempfänger und Schallsender" bei der Diskussion der betreffenden Empfänger besprechen.

Auch zur unmittelbaren Untersuchung von Schallsendern wurde die Rayleighsche Scheibe verwendet. E. Meyer führte mit der Rayleighschen Scheibe ausführliche Untersuchungen über die Eigenschaften von Lautsprechern durch; auf die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden wir ebenfalls erst weiter unten zurückkommen.

Wesentliche Fortschritte wurden auf dem Gebiet derjenigen akustischen Meßmethoden erreicht, welche auf die Gewinnung der Frequenzkurve eines Apparates abzielen; es gelang, diese technisch so zu vereinfachen, daß die

[9a]) W. König, Wiedem. Ann. Bd. 43, S. 43, 1891.
[9]) E. Meyer, Elektr. Nachr. Techn. Bd. 4, S. 509, 1927.
[10]) F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, Bd. 5, Heft 2, S. 120, 1926.
[11]) C. A. Hartmann, Elektr. Nachr.-Techn. 4, S. 375, 1927.

Meßungen ohne großen Zeitaufwand und insbesondere ohne Benutzung subjektiver Beobachtung durchgeführt werden können. Ein solches automatisches Registrierverfahren beschreiben Cohen, Altridge und West[12]; in Deutschland wurde eine „Schallregistriervorrichtung" im telegraphentechnischen Reichsamt durch M. Grützmacher und E. Meyer[13]) und im Wernerwerk der Siemens & Halske A.-G. durch E. Gerlach[14]) geschaffen.

Allen den genannten Schallregistriervorrichtungen gemeinsam ist der Gedanke, eine photographische Registriertrommel zwangläufig mit einer Vorrichtung zu koppeln,

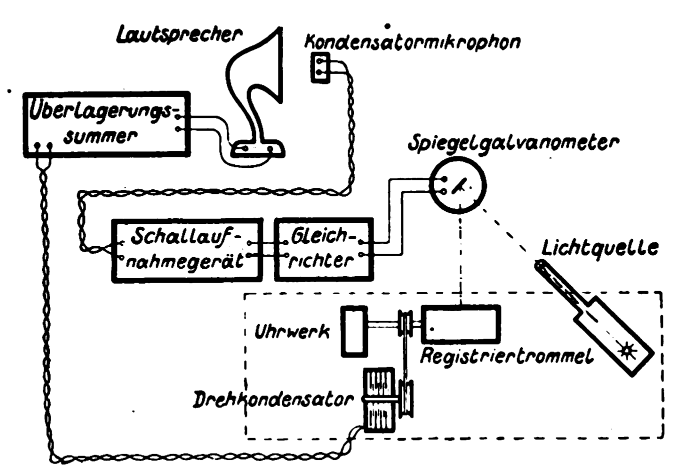


Fig. 2.
Schematische Übersicht der Schallregistriervorrichtung.

welche die Frequenz eines Tones bestimmt, so daß dieser Ton beispielsweise bei einmaliger Umdrehung der Registriertrommel die ganze Tonskala von sehr langsamen zu den schnellsten Schwingungen, die noch von Interesse sind — also etwa bis über 10 000 Hertz —, durchläuft. Zur Erregung des Schallvorganges wird ein „Schwebungstonsender" verwendet, der über eine geeignete Verstärkerschaltung einen Lautsprecher steuert. Die photographische Registriertrommel wird mit einem Drehkondensator zwangläufig gekoppelt, der Drehkondensator bestimmt die Frequenz des einen der beiden elektrischen Kreise des Schwebungstonsenders; die elektrischen Daten sind so gewählt, daß der Schwebungston die ganze Tonskala durchläuft, wenn der Drehkondensator von 0° auf 180° gedreht wird. Fig. 2 zeigt schematisch die Anordnung; zur

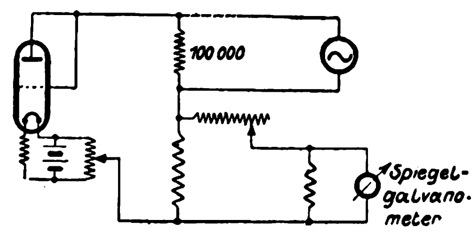


Fig. 3.
Linear arbeitender Gleichrichter.

Schallaufnahme dient ein Kondensatormikrophon, das seinerseits über einen Verstärker und einen Gleichrichter auf ein Spiegelgalvanometer wirkt; der Ausschlag des Spiegelgalvanometers wird auf der Registriertrommel aufgezeichnet. Durch einen besonderen, bereits von Cohen, Altridge und West angegebenen Kunstgriff gelingt es, die Charakteristik des Gleichrichterrohres so zu legen, daß sie praktisch linear wird, die Schaltung des Gleichrichterrohres zeigt Fig. 3; Grützmacher und Meyer bedienten sich einer Oxydröhre (Type B. O. von S. & H.), Gitter und Anode wurden verbunden und zur Erzielung der geradlinigen Charakteristik wurde in den Kreis des

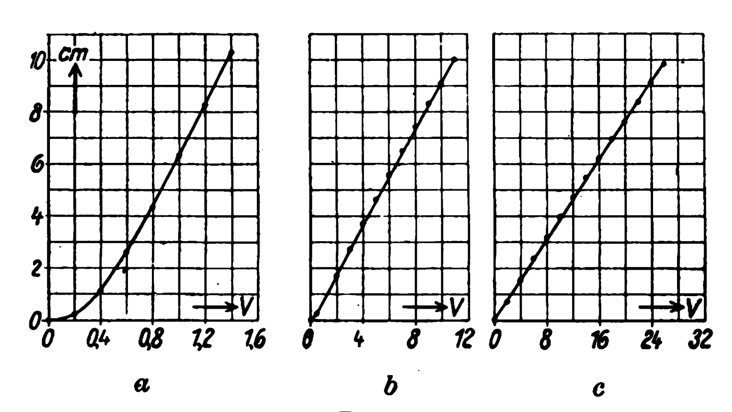


Fig. 4.
Kennlinien des Gleichrichters. (Schaltung nach Fig. 3.)

Emissionsstromes ein 100 000-Ohm-Widerstand gelegt. Eine geringe Gleichstromvorspannung wird einem Potentiometer an der Heizbatterie entnommen; die zu messende Spannung wird am 100 000-Ohm-Widerstand angelegt. Die

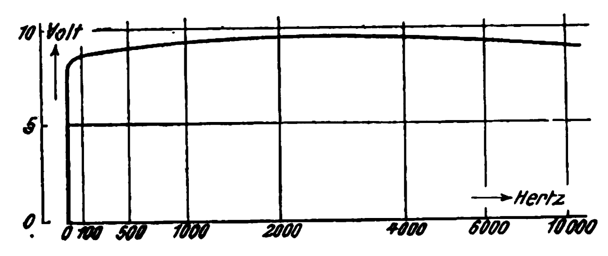


Fig. 5.
Ausgangsspannung des Überlagerungssummers zur Schallregistriervorrichtung.

auf diese Weise erzielte Charakteristik ist weitgehend und zwar selbst für sehr kleine Spannungen linear, Fig. 4a—c zeigen die Strom-Spannungs-Charakteristiken. Der oben geschilderte Kunstgriff kann für viele Messungen mittels

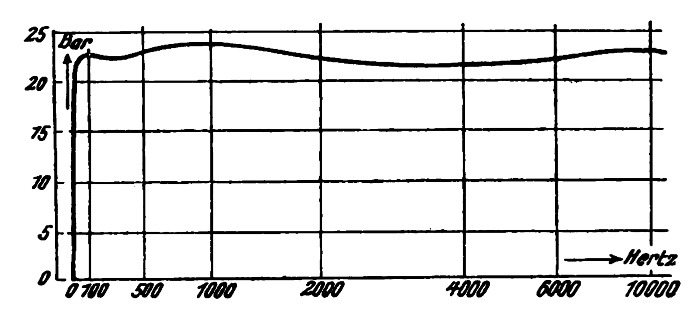


Fig. 6.
Ausgeglichene Frequenzkurve des zur Schallregistriervorrichtung dienenden Aufnahmegerätes.

Röhrenvoltmeter vorteilhaft verwendet werden, worauf hier ausdrücklich hingewiesen sei.

Durch geeignete Korrekturglieder am Ueberlagerungssender und durch geeignete Korrekturglieder im Zuge des Verstärkers hinter dem Kondensatormikrophon erreichten Grützmacher und Meyer weitgehendste Frequenzunabhängigkeit der gesamten Anordnung; Fig. 5 zeigt die Ausgangsspannung des Ueberlagerungssenders, Fig. 6 die

[12]) B. S. Cohen, A. J. Altridge u. W. West, Journ. Inst. El. Eng. 64, S. 1023, 1926.
[13]) M. Grützmacher u. E. Meyer, Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 4, S. 203, 1927.
[14]) E. Gerlach, Ztschr. f. techn. Physik, Bd. 8, S. 515, 1927.

ausgeglichene Frequenzkurve des Schallaufnahmegerätes. Auf die interessanten Ergebnisse, die mit den genannten automatischen Registriermethoden gewonnen wurden, kommen wir weiter unten zurück.

Die eben besprochenen Anordnungen erlauben die automatische Registrierung der Frequenzkurve eines Schallsenders; man war nun auch bemüht, in ähnlicher Weise arbeitende Apparaturen zu schaffen, welche die automatische Analyse eines Klanges oder noch allgemeiner sogar eines Frequenzgemisches ermöglichen. Solche Anordnungen wurden von Moore und Curtis[15]) sowie von Gerlach[16]) und von Grützmacher[17]) ausgearbeitet; das Verfahren des letztgenannten Forschers sei hier kurz besprochen.

Das zu analysierende Frequenzgemisch fällt auf einen elektrischen Schallempfänger, nach geeigneter Verstärkung

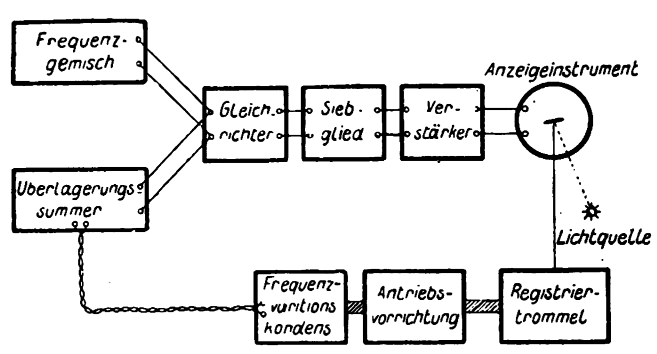


Fig. 7.
Prinzipschaltbild der Methode zur automatischen Klanganalyse.

wird das Frequenzgemisch dem Gitter eines Gleichrichterrohres (vgl. auch Fig. 7) zugeführt; auf das Gitter dieses Gleichrichterrohres arbeitet außerdem die Ausgangsspannung eines Schwebungssenders, deren Frequenz zwischen 60 und 10 000 Hertz durch Drehen eines einzigen Drehkondensators variiert werden kann. Hinter dem Gleichrichter liegt ein Siebglied, welches nur den Frequenzbereich von 0 bis 20 Hertz hindurchläßt, dahinter ein Verstärker, an den ein photographisch registrierendes Anzeigeinstrument angeschlossen ist.

Wir wollen die Wirkungsweise dieses automatischen Klanganalysators gleich an einem praktischen Beispiel erläutern: Auf den Empfänger möge ein Klang fallen, der aus Teiltönen von der Frequenz 200, 400 und 800 Hertz zusammengesetzt ist, so daß dann dementsprechend am Gleichrichter elektrische Spannungen von den Frequenzen 200, 400 und 800 Hertz auftreten. Diesen Schwingungen superponiert sich die von dem Ueberlagerungssender herkommende Schwingung; wenn der Gleichrichter quadratisch arbeitet, treten hinter dem Gleichrichter auch die Kombinationstöne zwischen der Schwingung des Ueberlagerungssenders und den Schwingungen, welche der Klang erregt, auf. Von allen diesen Kombinationstönen läßt der Siebkreis, wie bereits erwähnt, nur diejenigen durch, welche zwischen Null und 20 Hertz liegen, das Anzeigeinstrument wird also stets dann etwas anzeigen, wenn die Differenz zwischen der Frequenz des Ueberlagerungssenders und einer im Schallfeld vorhandenen Frequenz kleiner ist als 20 Hertz, denn dann kann ja der Differenzton zwischen dem Ueberlagerungssummerton und dem betreffenden Teilton den Siebkreis passieren. Dreht man also in unserem Versuchsfall den Ueberlagerungssender von 60 bis 10 000 Hertz durch, so wird er während der Zeit, wo er zwischen 180 und 220 Hertz, ferner zwischen 380 und 420 sowie zwischen 780 und 820 Hertz liegt, das Anzeigeinstrument betätigen, so daß an den betreffenden Stellen der photographischen Registriertrommel ein Ausschlag angezeigt wird. Es läßt sich erreichen, daß die Amplitude dieser Ausschläge mit großer Genauigkeit proportional der Amplitude der betreffenden Teilschwingung im Schallfeld wird, so daß sich eine automatische Analyse gut durchführen läßt. Zu beachten bleibt lediglich, daß das Durchlaufen der Tonskala so langsam erfolgen muß, daß Fehler infolge von Einschwingzeiten der verschiedenen Systeme vermieden bleiben; es können daher nur solche Schallvorgänge untersucht werden, die einige Sekunden anhalten.

Die bisher behandelten Methoden erlauben Messungen von Schallvorgängen in Luft, bei denen es auf die Bestimmung der Amplitudenwerte des betreffenden Schallvorgangs ankommt, während die unmittelbare Bestimmung der Phase zwischen Druck, Geschwindigkeit und Elongation bislang noch nicht behandelt wurde. Diese Phasenbeziehung spielt auch im allgemeinen für Schallvorgänge im ungestörten Schallfeld und für Entfernungen von der Schallquelle, die groß sind gegen die Wellenlänge, keine Rolle; wir hatten in Gleichung (1), (2) und (3) gesehen, daß für diese Fälle die Phase Null bzw. 90° ist. Die Verhältnisse liegen hier ganz ähnlich denjenigen, wie sie bei Messungen von elektrischen Wechselfeldern in großer Entfernung von der strahlenden Antenne vorhanden sind. Sehr verwickelt werden die Verhältnisse aber, wenn wir Schallvorgänge messend verfolgen wollen, wie sie in geschlossenen akustischen Leitern, also beispielsweise in akustischen Filtern, sich abspielen. In der letzten Zeit haben sich unsere Erkenntnisse von den Vorgängen in geschlossenen akustischen Gebilden erheblich erweitert, es ist hier am Platze, diese Gebilde, welche ja selbst auch als Hilfsmittel für akustische Messungen verwendet werden können, theoretisch zu besprechen und dann später auf die Methoden einzugehen, die speziell zur praktischen Erforschung des Verhaltens solcher Gebilde ausgearbeitet wurden. Wir werden uns bei der Entwicklung der Theorie solcher Gebilde vorteilhaft der Tatsache bedienen, daß diese Systeme in ihrem Verhalten Analogien zu dem Verhalten elektrischer Schwingungskreise aufweisen, insbesondere werden wir Gebrauch von der Theorie elektrischer Kettenleiter machen können.

Im freien Schallfeld und in Entfernungen von der Schallquelle, die groß sind gegen die Wellenlänge, herrscht, wie aus den Gleichungen (2) und (3) folgt, die Beziehung

$$\frac{p}{v} = \varrho_0 u = S. \tag{5}$$

S bezeichnet man als den Schallwiderstand. Die einfache Beziehung (5) ist in geschlossenen akustischen Leitern — also beispielsweise in Resonatoren oder in Filtern — nicht mehr gültig, dort spielt die zeitliche Phase zwischen Druck und Geschwindigkeit eine maßgebende Rolle. Man kann dann ansetzen

$$\frac{p}{v} = \mathfrak{S}. \tag{6}$$

$\mathfrak{S}$ ist also im allgemeinen eine komplexe Größe. Besonders übersichtlich gestalten sich in geschlossenen Leitern die Betrachtungen, wenn wir statt der Teilchengeschwindigkeit

[15]) C. R. Moore, und A. S. Curtis, Bell Syst. Techn. Journ. Bd. 6, S. 216, 1927.
[16]) E. Gerlach, Ztschr. f. techn. Phys., Bd. 8, S. 515, 1927.
[17]) M. Grützmacher, Elektr. Nachr.-Techn., Bd. 4, S. 533, 1927.

v eine etwas andere Größe, nämlich den Begriff der Volumenströmung einführen: die Volumenströmung ist hierbei gegeben durch

$$V^{\cdot} = \frac{dV}{dt},$$

wobei V die Volumenverschiebung (Querschnitt des Leiters $\times$ Verschiebung) bedeutet, es ist dann

$$\frac{p}{V^{\cdot}} = \mathfrak{Z}, \qquad (7)$$

ein Ausdruck, den man als **akustische Impedanz** bezeichnet. Wir werden sehen, daß die Benutzung dieses Begriffes sich als sehr vorteilhaft zur Erleichterung der Betrachtungen über das Verhalten geschlossener akustischer Leiter erweist; er ist ähnlich dem Begriff der elektrischen Impedanz, so daß wir die Verhältnisse vielfach dadurch leicht übersehen können, daß wir die analogen elektrischen Gebilde und die dort im einzelnen theoretisch und praktisch durchforschten Verhältnisse betrachten.

Der Ausgangspunkt für unsere weiteren Ueberlegungen sei die aus der Elektrizitätslehre bekannte Differentialgleichung des elektrischen Kreises mit Selbstinduktion, ohmschen Widerstand und Kapazität[18]):

$$L\frac{d^2 q}{dt^2} + R\frac{dq}{dt} + \frac{1}{C}q = E \qquad (8)$$

oder in der anderen Form:

$$L\frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C}\int i\,dt = E \qquad (9)$$

wobei $dq/dt = i$ ist.
Die entsprechende Differentialgleichung aus der Mechanik für einen durch elastische Kraft an eine Ruhelage gebundenen Massenpunkt lautet:

$$m\frac{d^2 x}{dt^2} + r\frac{dx}{dt} + cx = K. \qquad (10)$$

Der Vergleich der Formeln zeigt, daß in Formel (10) dx/dt an die Stelle von i, m an die Stelle von L getreten ist.

Wir wollen nun zunächst das Reibungsglied und das elastische Glied unberücksichtigt lassen, also einen solchen Vorgang betrachten, bei dem eine Masse unter dem Einfluß einer Kraft K bewegt wird, K sei zur Vereinfachung als sinusförmig $K = K_0 \sin \omega t$ angenommen. Die Gesetze, welche einen solchen Vorgang beherrschen, müssen nach dem Gesagten analog denen sein, welche den Stromverlauf

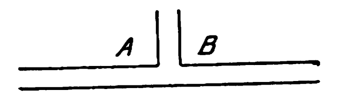


Fig. 8.
Akustische Induktivität.

in einer Selbstinduktion unter dem Einfluß einer periodischen EMK angeben. Wie können wir nun das Analogon einer elektrischen Selbstinduktion akustisch realisieren?

[18]) Vgl. hierzu auch Fr. Canac, Filtres acoustiques. Journ. de Physique (6) Bd. 7, S. 161, 1926. Die ausführliche Theorie der akustischen Filter und praktische Bauvorschriften für solche Filter hat G. W. Stewart gegeben. Die wichtigeren von ihm stammenden Arbeiten sind folgende: Phys. Rev. Bd. 20, S. 528, 1922, Bd. 25, S. 90, 1925, Bd. 28, S. 1038, 1926, Bd. 29, S. 220, 1927, vgl. ferner noch H. B. Peacock, Phys. Rev. (2), Bd. 23, S. 525, 1924, W. P. Mason, Bell Syst. Techn. Journ. Bd. 6, S. 258, 1927. Phys. Rev. (2) Bd. 31, S. 283, 1928.

Stellen wir uns vor, daß Schallschwingungen in einem Rohre stattfinden, in dessen Seitenwand sich eine Oeffnung oder noch besser ein kurzer, am Ende offener Ansatzstutzen befindet (Fig. 8).

Unter dem Zwange der im Rohr auftretenden Druckschwankungen wird das zwischen A und B liegende Luftvolumen hin- und hergeschoben; ist nun m die Masse dieses Luftvolumens und x die Verschiebung, so gilt die Beziehung:

$$m\frac{d^2 x}{dt^2} = F \cdot P_0 e^{i\omega t}; \qquad (11)$$

hierbei ist F der Querschnitt des Ansatzstutzens und P_0 die Druckamplitude.

Führen wir in diese Gleichung den oben definierten Begriff der Volumenströmung ein und ersetzen wir die Masse m durch die Dichte der Luft und durch das Volumen (Querschnitt $F \times$ Länge l des Ansatzstutzens), so erhalten wir

$$\frac{\varrho_0\, l}{F}\frac{d^2 V}{dt^2} = P_0 e^{i\omega t} \qquad (12$$

eine Gleichung, die ganz analog der Gleichung

$$L\frac{d^2 q}{dt^2} = E_0 e^{i\omega t}$$

gebaut ist; $\varrho_0\, l/F$ ist hiernach die akustische Selbstinduktion der Röhrenöffnung.

Zu bemerken ist noch, daß wir bei der Berechnung der Größe der durch den Druck bewegten Masse insofern noch eine Vernachlässigung begangen haben, als wir die Größe der „mitschwingenden Luftmasse" noch nicht berücksichtigt haben; naturgemäß wird nämlich noch ein Teil der äußeren Luft unmittelbar an der Röhrenöffnung die Luftschwingungen mitmachen. Nach Lord Rayleigh hat man zur Berücksichtigung dieser Tatsache der Länge l noch den Betrag $\pi \cdot R/2$ hinzuzufügen, wobei R den Radius des Ansatzstutzens bedeutet. Man erhält also schließlich für die akustische Selbstinduktion den Ausdruck

$$L_{ak} = \varrho_0 \frac{l + \frac{\pi R}{2}}{\pi R^2}. \qquad (13)$$

In ähnlicher Weise können wir nun auch eine akustische Kapazität realisieren:

An ein Rohr (Fig. 9) legen wir seitlich einen Hohlraum an. Die in dem Volumen zwischen A' und B' eingeschlossene Luft wird unter dem Einfluß periodischer Druck-

A' B'

Fig. 9.
Akustische Kapazität.

schwankungen im Rohr elastisch beansprucht werden. Es läßt sich zeigen, daß die auf diese Weise realisierte „akustische Kapazität" der Beziehung gehorcht:

$$\frac{1}{C_{ak}} = \frac{\varrho_0 \cdot u^2}{V_k}; \qquad (14)$$

hierbei ist V_k das Volumen der Kammer und u die Schallgeschwindigkeit.

Aehnlich wie wir in der Elektrizität Gebilde aus Selbstinduktionen und Kapazitäten zusammenstellen können, um bestimmte Resonanzwirkungen oder auch Filter-

wirkungen zu erzielen, können wir nun auch in der Akustik diese eben definierten Elemente akustischer Selbstinduktionen und akustischer Kapazitäten zusammenstellen, um die gewünschten Wirkungen zu erreichen.

Das erste System, das wir betrachten wollen, ist die Analogie zu einem einfachen Resonanzkreis: der gewöhnliche Helmholtzsche Resonator.

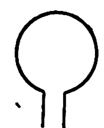


Fig. 10.
Helmholtzresonator.

Fig. 10 zeigt den Helmholtz-Resonator, die im Hals des Resonators eingeschlossene Luftmasse $\varrho_0 \pi l R_1^2$ arbeitet auf das elastisch beanspruchte Luftvolumen $V_{\text{ref.}}$; nach den oben angegebenen Formeln wird die akustische Induktivität $L = \frac{\varrho_0 l}{\pi R_1^2}$ und die akustische Kapazität $C = \frac{V_{\text{ref}}}{\varrho_0 u^2}$ [10]); Entsprechend der Formel für die Eigenfrequenz eines elektrischen Kreises $u_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{1/Lc}$ folgt nun für die Eigenfrequenz des Helmholtz-Resonators

$$n_0 = \frac{u}{2\pi}\sqrt{\frac{\pi R_1^2}{l V_{\text{ref}}}} \text{ [20])}. \tag{15}$$

Von diesem einfachen Schwingungssystem wollen wir zu komplizierteren akustischen Gebilden übergehen; es sollen jetzt nämlich die akustischen Filter behandelt werden.

Die Möglichkeit, eine Anzahl akustischer Selbstinduktionen und akustischer Kapazitäten so miteinander zu verbinden, daß ein Gebilde entsteht, welches bestimmte Frequenzbereiche sperrt, andere ungeschwächt hindurchläßt, wurde zuerst von Stewart erkannt; er war es auch, der auf die weitgehenden Analogien zwischen elektrischen und akustischen Filtern hinwies[21]).

Das allgemeine Schema eines solchen akustischen Systems zeigt Fig. 11. Eine Reihe akustischer Gebilde, welche untereinander gleich sind und die Impedanz Z'_1 besitzen, liegt in Serie; seitlich angeschlossen sind andere Gebilde von der Impedanz Z'_2.

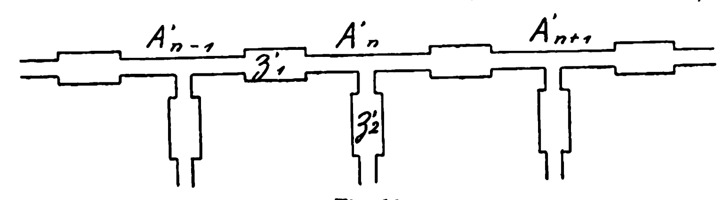


Fig. 11.
Akustisches Filter, allgemeines Schema.

Das System ist analog einem elektrischen Kettenleiter nach dem Schema der Fig. 12.

Bei Aufstellung der Theorie der elektrischen Kettenleiter berücksichtigt man bekanntlich zunächst die Tatsache, daß die Summe der in den Verbindungspunkten A_n; $A_n + 1 \ldots$ zusammentreffenden Ströme gleich Null ist. Ganz ähnlich baut man die Theorie der akustischen Filter auf der Tatsache auf, daß die Summe der Volumenströmungen an den Verbindungspunkten gleich Null ist

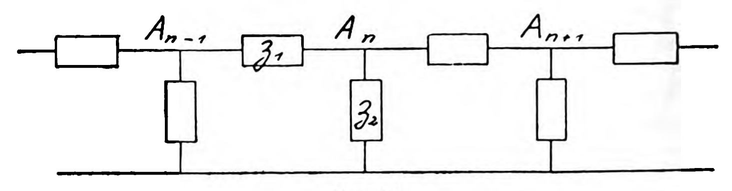


Fig. 12.
Elektrisches Filter, allgemeines Schema.

(„Kirchhoffsches Gesetz" der Akustik). Stellt man dann die Differenzengleichungen für Spannung und Strom (bzw. für Druck und Volumenströmung im akustischen Fall) auf, so kann man zeigen, daß der Kettenleiter nur diejenigen Frequenzen durchläßt, für welche $0 > Z_1/Z_2 > -4$ ist[22]).

Als erstes praktisches Beispiel wollen wir ein akustisches Filter besprechen, das in seiner Arbeitsweise dem Schaltungsgebilde der Kondensatorkette nahekommt; das elektrische Schaltschema zeigt Fig. 13. Die in Reihe liegenden Kondensatoren bilden für die langsamen Fre-

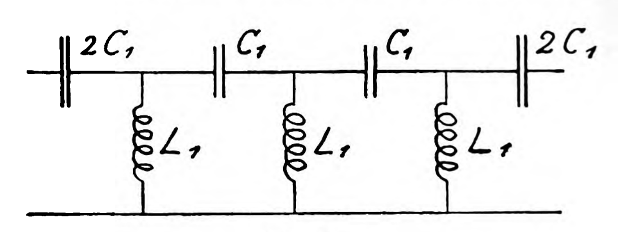


Fig. 13.
Kondensatorkette.

quenzen einen großen, die parallel zur Leitung liegenden Drosseln einen geringen Widerstand, so daß die tieferen Frequenzen den Kettenleiter nicht durchlaufen können, während die hohen ihn praktisch ungehindert passieren. Die „Grenzfrequenz" für diese Gebilde ist $\omega_0 = \frac{1}{2\sqrt{L_1 C_1}}$, für höhere Frequenzen ist der Kettenleiter durchlässig.

Das Schema eines akustischen Filters zur Absiebung der tiefen Frequenzen zeigt Fig. 14.

Das akustische Filter besteht aus einem Rohr, das seitlich eine Reihe offener Ansatzstutzen trägt. Diese Ansatzstutzen wirken als akustische Induktivitäten, sie entsprechen den Spulen parallel zur Leitung in Fig. 13. Die akustische Kapazität liegt in den Verbindungsrohren

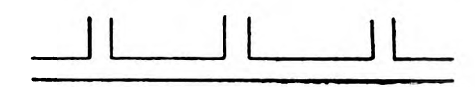


Fig. 14.
Akustisches Filter, durchlässig für hohe Frequenzen.

zwischen je zwei Induktivitäten. Es sei aber ausdrücklich darauf hingewiesen, daß hier bereits die Analogie zu dem einfachen eben skizzierten elektrischen Schaltbild insofern verloren geht, als diese Verbindungsrohre auch eine beträchtliche akustische Induktivität besitzen. Man kann

[19]) Vergl. hierzu E. G. Richardson, Sound London 1927, S. 224.
[20]) Für l ist die Mündungskorrektur zu berücksichtigen!
[21]) Literatur siehe oben, Anm. 18.

[22]) Es sei darauf hingewiesen, daß sich unsere Überlegungen nur auf solche Gebilde beziehen, in denen quasistationäre Vorgänge stattfinden. Um diese Bedingung zu erfüllen, muß im allgemeinen gefordert werden, daß die Ausdehnung jedes einzelnen Elementes des akustischen Leiters klein ist gegen die Wellenlänge. Eine verallgemeinerte Theorie der akustischen Filter gibt G. W. Stewart Phys. Rev. (2) 25, S. 90, 1925.



zeigen, daß in einem derartigen Röhrengebilde Induktivität und Kapazität als parallelgeschaltet zu betrachten sind. Will man nun eine vorwiegend kapazitive Wirkung erzielen, so muß man die Eigenschwingung dieses aus Kapazität und Induktivität zusammengesetzten Kreises sehr tief legen; für die Frequenzen, die höher als diese Eigenschwingung, wirkt dann die Röhre vorwiegend als

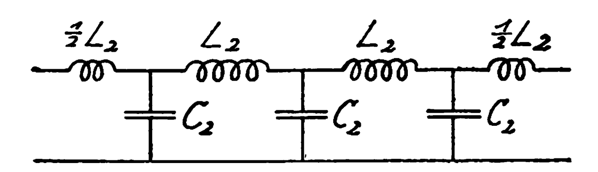


Fig. 15.
Spulenkette.

Kapazität. Durch geeignete Dimensionierung der Röhrenstücke zwischen zwei Ansatzrohren kann man die eine oder die andere Wirkung vorherrschen lassen.

Das zweite hier zu behandelnde Beispiel sei die Spulenkette, die alle Frequenzen, welche höher sind als die Grenzfrequenz $\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{L_2 C_2}}$, sperrt (Fig. 15).

Ein akustisches Gebilde, das ähnlich wie die Spulenkette arbeitet, zeigt Fig. 16. Bei dieser Filtertype sind an

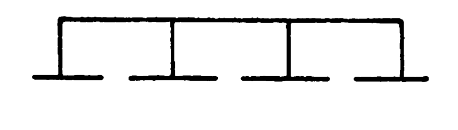


Fig. 16.
Akustisches Filter, durchlässig für tiefe Frequenzen.

ein Rohr mit vorherrschend induktiven Eigenschaften seitlich am Ende verschlossene Rohrstutzen angeschlossen; noch vorteilhafter allerdings schließt man zur Herabsetzung der unvermeidlichen inneren Induktivität dieser Rohrstutzen akustische Gebilde an, die, wie in der Abbildung, dem Hohlraum eines Resonators ähnlich sind.

Schließlich ist es auch möglich, eine Kette zu bauen, die nur einen bestimmten Bereich (zwischen

$$\omega_1 = 1/\sqrt{L_4 (C_4 + 4\, C_3)} \text{ und } \omega_2 = 1/\sqrt{L_4\, C_4}$$

durchläßt, Fig. 17; ein akustisches Filter, das ähnliche Eigenschaften hat, zeigt schematisch Fig. 18.

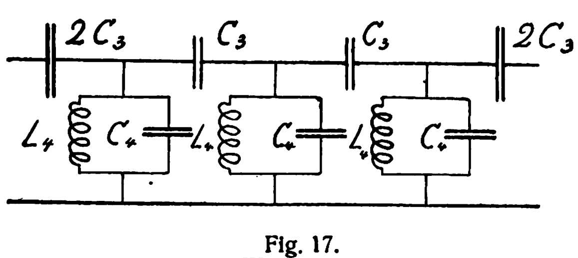


Fig. 17.
Wellensieb.

Das bisher Gesagte mag genügen, um die Fruchtbarkeit von Analogiebetrachtungen zwischen den Vorgängen in akustischen und in elektrischen Leitern zu zeigen[23]); betont sei aber nochmals, daß es oft unmöglich ist, eine strenge Analogie zwischen den Erscheinungen dieser beiden Gebiete herbeizuführen — gerade das Beispiel der praktisch untrennbaren akustischen Kapazität und akustischen Induktivität eines Rohres zeigte dies besonders deutlich; in gewissem Sinne müssen solche Kompromisse allerdings auch in der Elektrizität zugelassen werden, aber die Einflüsse sind doch, wenigstens für die Sprachfrequenzen, gering und bestehen überdies nur für den einen

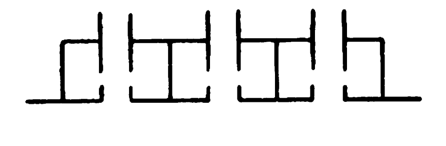


Fig. 18.
Akustisches Filter, durchlässig für einen Frequenzbereich.

Fall: für die Spulen mit ihrer unvermeidlichen Eigenkapazität, während für den Fall der Kapazität mit unvermeidlicher Induktivität das elektrische Analogon fehlt.

Zur praktischen Ausmessung der akustischen Eigenschaften solcher Filter wurde eine Reihe von Methoden entwickelt; eine besonders einfache Methode, die für Ueberschlagsmessungen genügende Genauigkeit bietet, zeigt Fig. 19[24]).

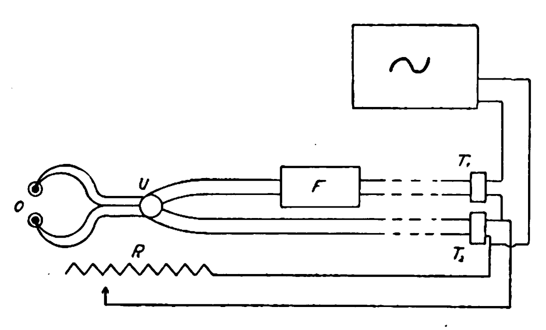


Fig. 19.
Methode zur Bestimmung der Durchlässigkeit eines Filters.

Zwei Telephone, T_1 und T_2, wirken das eine über eine Röhre, das andere über das Filter F auf das Ohr ein; durch einen Umschalter U kann wahlweise der durch das Filter, bzw. der durch die Röhre ankommende Schall dem Ohr zugeführt werden. Das Telephon T_2 wird nach der Parallel-

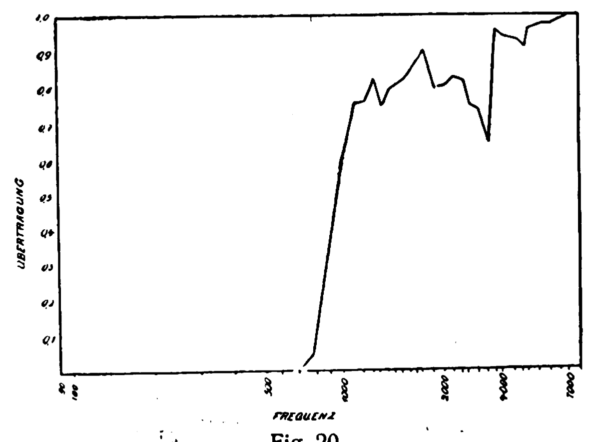


Fig. 20.
Frequenzkurve, akustisches Filter, durchl. für hohe Frequenzen.

ohmmethode so weit abgeschwächt, daß beide Schallvorgänge gleich laut erscheinen. Unter der Voraussetzung, daß

23) Elektrische Analogiebetrachtungen sind insbesondere auch noch für die Betrachtungen über Trichter durchgeführt worden. Vgl. z. B. J. B. Crandall, Theory of vibrating systems and sound. New York 1926, S. 166.

24) Vgl. Fr. Canac, Journ. de Phys. Bd. 7, S. 167, 1926.

25) G. W. Stewart, Phys. Rev. (2) Bd. 20, S. 528, 1922, dort auch Angaben über die Konstruktion der Filter.

die beiden Telephone untereinander gleich arbeiten, ist die Größe des Parallelwiderstandes ein Maß für die Durchlässigkeit des Filters.

Die Ergebnisse einiger Messungen an Filtern, die

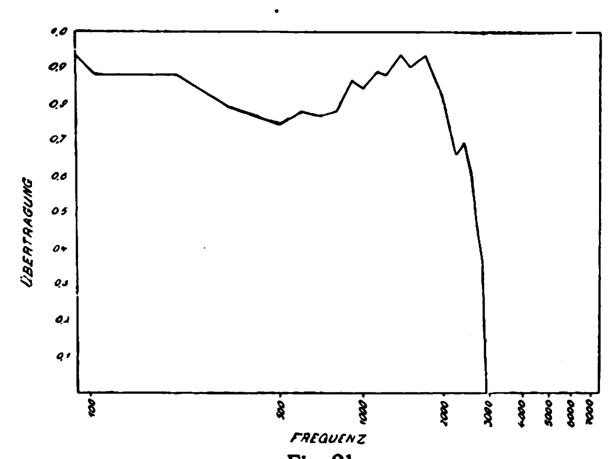


Fig. 21.
Frequenzkurve, akutisches Filter, durchl. für tiefe Frequenzen.

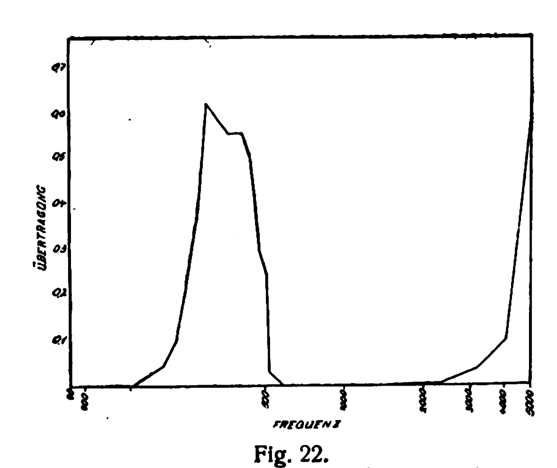


Fig. 22.
Frequenzkurve, akustisches Filter, durchl. für einen Frequenzbereich.

Stewart[25]) mit einer ähnlichen Methode ausführte, zeigen die Fig. 20—22.

Schließlich sei noch auf eine Meßmethode[26]) hingewiesen, die den Wert der Impedanz eines akustischen Gebildes in absolutem Maß anzugeben gestattet (Fig. 23). Ein Schallsender (Telephon T_1) sendet durch eine lange von Reflexionen freie Röhre fortlaufend Schallwellen, die durch ein Hörrohr an einer Stelle des Rohres abgehört werden können. Ein anderes Telephon T_2 gestattet, den am Ohr eintreffenden Schallvorgang auf Null zu kompensieren.

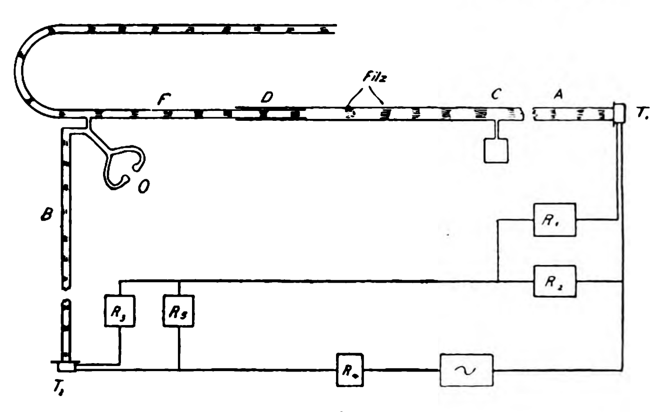


Fig. 23.
Methode zur Impedanzmessung.

Oeffnet man nun eine Abzweigung des Rohres zu dem zu messenden System, also beispielsweise zu einem Resonator oder zu einem Schalltrichter, dessen akustische Impedanz gemessen werden soll, so geht die Kompensation verloren. Durch Aenderung der Erregung des Hilfstelephons und der gegenseitigen Phase der beiden Telephone wird die Kompensation wieder hergestellt, aus dem Verhältnis der Erregung und der Phasen vor und nach dem Anschluß des zu messenden Systems läßt sich die Impedanz berechnen.

[26]) G. W. Stewart, Phys. Rev. Bd. 28, S. 1040, 1926.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

C. R. Englund. Die untere Grenze für die Wellenlänge von Röhrengeneratoren. (The short wave limit of vacuum tube oscillators.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 914—927, 1927. Aus dem Laboratorium der Bell Tel. Co.

Der Verfasser berichtet über Versuche, die Wellenlänge von Röhren-Generatoren mit Rückkopplung so klein als möglich zu machen. Die Anordnung, die die befriedigendsten Resultate lieferte, war die Gegentaktschaltung von Fig. 1, die meist ohne die Gitterableitung zu brauchen war. Die Leitungen, die die beiden Anoden bzw. die beiden Gitter miteinander verbinden, sind Kreise aus Kupferdraht oder Kupferrohr, die aufeinander induzieren. Unter Benutzung von käuflichen Röhren (215—A) mit der gewöhnlichen Fassung ließ sich damit eine Wellenlänge von 1,67 m erzielen. Wurden dieselben Röhren ohne Fassung mit möglichst kurzen Zuleitungen zu den Einschmelzdrähten verwendet, so konnte die Wellenlänge auf 1,42 m herabgedrückt werden.

Einen weiteren Forschritt brachten Spezialröhren, die zusammen mit der Generator-Anordnung in Fig. 2 schematisch abgebildet sind. Ein solcher Generator gab eine Wellenlänge von 1,05 m, wenn die Röhren ziemlich stark überlastet waren; die Schwingungen waren aber nicht besonders stabil. Dagegen arbeitet der Generator sehr befriedigend

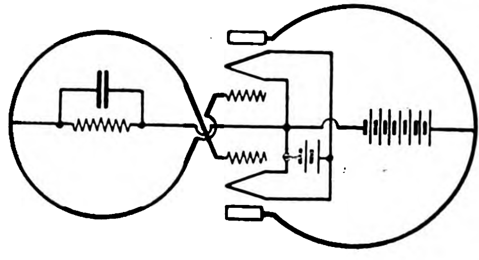


Fig. 1.

bei einer Wellenlänge von 2 m. Er ließ sich in diesem Falle auch so umbauen, daß die Wellenlänge veränderlich war. Zu diesem Zweck wurden die beiden, in Fig. 2 als Teile von Kreisen gezeichneten Leitungen als Rechtecke mit einer verschiebbaren Brücke (ähnlich wie bei einem Lecherschen System) ausgebildet. Bei der kürzesten Wellenlänge durfte in diesem Fall keine Gitterableitung verwendet werden, da sonst die Schwingungen aufhörten. Bei



einer etwas größeren Wellenlänge, z. B. 3 m, waren aber die Schwingungen so kräftig, daß, wenn man eine Gitterableitung verwendete, diese einen verhältnismäßig kleinen Widerstand haben mußte.

Die Tatsache, daß diese Schwingungen sehr starke Harmonische haben, legt den Gedanken nahe, mit Hilfe dieser Harmonischen noch kleinere Wellenlängen herzustellen. Da aber diese Harmonischen für den praktischen Gebrauch verstärkt werden müßten, so würde die Schwierigkeit, die bei diesen kurzen Wellen auftritt, eben nur von dem Generator auf die Verstärker verschoben. Der Verfasser denkt aber daran, daß es möglich sein könnte, die Schwingungen einem Detektor mit quadratischer Charakteristik zuzuführen und dadurch eine Frequenzmultiplikation zu erreichen.

Endlich wurde noch eine 5-Watt-Röhre für eine Anodenspannung von 700 Volt benützt. Mit ihr ließen sich verhältnismäßig kräftige Schwingungen von ca. 3,1 m Wellenlänge erzielen und die Wellen durch einen Parallel-Kondensator innerhalb mäßiger Grenzen regeln. Bei einer Wellenlänge von 4 m konnte die Welle noch in einer Entfernung von einer Meile aufgenommen werden. Beim Arbeiten mit der Wellenlänge 3,66 m stellten die Beobachter einen Hertzschen Resonator dar, der die Ausbreitung der Wellen in empfindlicher Weise stören konnte.

Um die Konstanz der Frequenz solcher Kurzwellen-Generatoren zu prüfen, benutzte der Verfasser zwei der oben erwähnten Generatoren mit einer bis herab zu 2 m regelbaren Wellenlänge. Es war aber nicht möglich, mit diesen Generatoren einen Schwebungston zu bekommen. Man versteht das, wenn man bedenkt, daß bei $\lambda = 2$ m oder $f = 1{,}5 \cdot 10^8$/sec eine Konstanz der Frequenz auf 1000/sec eine Konstanz von ca. 0,0007 % erfordert. Bei einer Wellenlänge von 3,6 m war ein Schwebungston zu erhalten, aber seine Höhe schwankte sehr erheblich. Der Verfasser ist der Ansicht, daß ohne irgendeine Frequenzsteuerung, wie man sie bei längeren Wellenlängen durch den Quarz-Oszillator hat, ein Schwebungsempfang nicht möglich ist.

Es wird dann noch auf eine, im übrigen bekannte

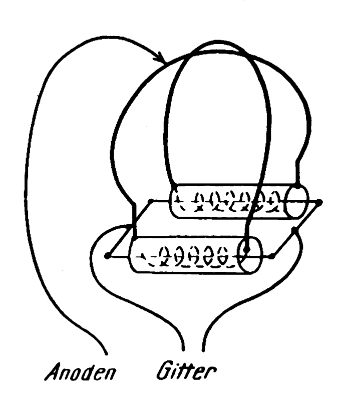


Fig. 2.

Methode hingewiesen, um mit Hilfe eines Lecherschen Systems Kapazitäten und Induktivitäten bei diesen kurzen Wellenlängen zu bestimmen.

Als praktisches Ergebnis seiner Versuche stellt der Verfasser fest, daß man die Frage eines technisch verwendbaren Generators mit regelbarer Wellenlänge in dem Gebiet von 3,5—5 m als gelöst betrachten dürfte. — Beigefügt ist der Arbeit eine gute Zusammenstellung der Literatur über Röhren-Generatoren für sehr kurze Wellenlängen.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Parallelbetrieb von Wechselstrommaschinen.

D.R.P. 459 004, Klasse 21a[4], Gruppe 5 (Radio Corporation), Pat. vom 13. Juni 1925, amer. Priorität vom 16. Februar 1925, ausgegeben am 24. April 1928.

Der Parallelbetrieb von Hochfrequenzmaschinen bereitet besondere Schwierigkeiten, da diese Maschinen hohe innere Reaktanz und hohen Widerstand besitzen und dadurch der Ausgleichstrom und das synchronisierende Moment beträchtlich verringert werden. Zur Kompensation dieser Reaktanz verwendet man Ausgleichskapazitäten, die zwischen die parallel arbeitenden Maschinen eingeschaltet sind. Dabei tritt erfahrungsgemäß eine ausgeprägte Neigung zum Pendeln ein, offenbar hervorgerufen durch Harmonische der Drehmomente der Antriebsmotoren. Eine zweite Ursache der Pendelungen liegt in der periodischen Belastung beim Tasten. Um diese Pendelungen zu beseitigen, soll erfindungsgemäß die resultierende Impedanz des Maschinenausgleichskreises jedesmal bei abnehmendem Phasenwinkel verkleinert werden, indem im Ausgleichskreis bei Abnahme des Phasenwinkels eine Induktanz eingeschaltet, bei Zunahme des Phasenwinkels kurzgeschlossen wird. Eine solche Anordnung ist in Fig. 1 dargestellt. Wenn die Phasen der Maschinen A_1 und A_2 gleich sind, heben sich die in den Sekundärwicklungen der Transformatoren T_1 und T_2 induzierten Spannungen auf. Wenn bei Pendelungen die Phasen ungleich werden, fließt ein Strom durch den Widerstand W, so daß der Kondensator C

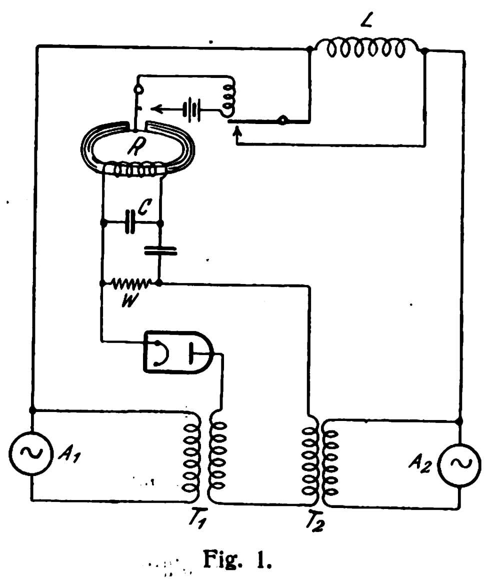


Fig. 1.

geladen und das polarisierte Relais R betätigt wird. Die vorher kurzgeschlossene Selbstinduktion L wird dadurch eingeschaltet.

Frequenz-Vervielfachung.

D.R.P. 459 257, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Lorenz), Pat. vom 18. September 1919, ausgegeben am 4. Mai 1928, identisch mit brit. Pat. 194 007.

Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur Frequenzvervielfachung mittels der sogenannten Stoßerregung. Diese wird dadurch erzielt, daß die Strom- oder Spannungskurve derartig stark verzerrt wird, daß die Kurven längere Zeit auf der Nullinie verlaufen, wie dies die Fig. 2a zeigt. Führt man eine derart verzerrte Stoßkurve einem Schwingungs-

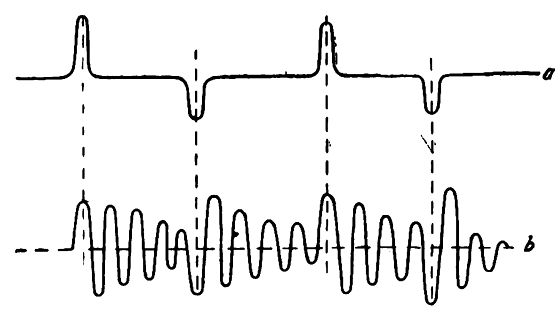


Fig. 2.

system zu, so wird dieses in seiner Eigenschwingung angestoßen (Fig. 2b). Die Abstimmung des Schwingungssystems muß so sein, daß die Stöße phasenrichtig erfolgen, und zwar entweder gleichsinnig oder ungleichsinnig. Der Schwingungskreis muß also auf ein gerades oder ungerades Vielfaches der Stoßfrequenz abgestimmt sein. Um den Stoß wirkungsvoll zu machen, muß der Kondensator des angestoßenen Kreises eine große Kapazität erhalten, um die Stoßenergie rasch aufzunehmen.

Fading-Beseitigung mittels zirkularpolarisierter Wellen.

D.R.P. 458 703, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 2. Oktober 1925, ausgegeben am 21. April 1928, identisch mit brit. Pat. 259 226, vgl. das Referat in dieser Zeitschrift Bd. **29,** S. 63, 1927.

Röhrensender.

D.R.P. 458 702, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Lorenz), Pat. vom 21. März 1926, ausgegeben am 18. April 1928.

Bei Röhrensendern, die nicht nach dem Rückkopplungsprinzip arbeiten, wie z. B. die H a b a n n röhre, sind oft Hilfsspannungen für die Hilfselektroden notwendig. Er-

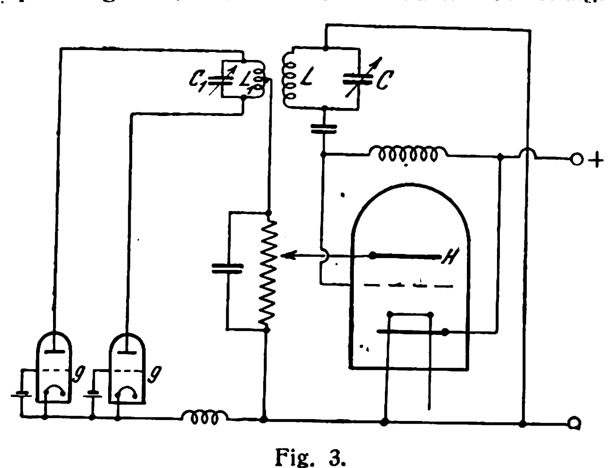


Fig. 3.

findungsgemäß sollen diese Hilfsspannungen den erzeugten Schwingungen selbst über Gleichrichteranordnungen entnommen werden. Eine derartige Anordnung ist z. B. in Fig. 3 dargestellt. Die durch eine H a b a n n röhre im Schwingungskreis C, L erzeugten Schwingungen werden zu einem kleinen Teil auf den Kreis $C_1 L_1$ übertragen und durch die Gleichrichterröhren g gleichgerichtet, so daß an der negativen Hilfselektrode H die notwendige negative Vorspannung vorhanden ist.

Fremdgesteuerter Röhrensender.

D.R.P. 459 005, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 21. September 1926, ausgegeben am 24. April 1928, identisch mit brit. Pat. 277 712, vgl. das Referat in dieser Zeitschrift Bd. **31,** S. 60, 1928.

Kurzwellensender.

Brit. Pat. 283 874 (Marconi), 18. Januar 1927, veröffentlicht am 14. März 1928.

Zur Vermeidung unerwünschter Kopplungen bei den einzelnen Stufen eines Kurzwellensenders sollen die Kopp-

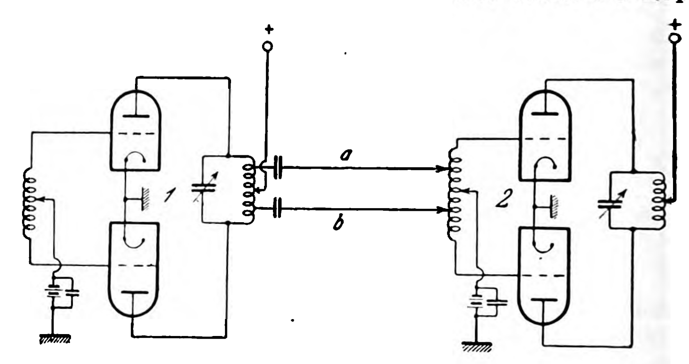


Fig. 4.

lungsleitungen a, b zwischen diesen einzelnen Stufen, z. B. zwischen dem Steuersender 1, (Fig. 4) und dem Verstärker 2, durch Leitungen erfolgen, die im Verhältnis zur Wellenlänge beträchtlich lang sind. Die Kopplungsleitungen sind symmetrisch bezüglich der Erdverbindungen ausgebildet.

Piezoelektrische Einrichtung.

Brit. Pat. 287 175 (Eberhard, Radiofrequenz, 18. März 1927), veröffentlicht am 9. Mai 1928.

Der Piezokristall ist als dünne Platte P (Fig. 5) zwischen zwei Metallelektroden E befestigt. Die ganze Anordnung ist in ein hochevakuiertes Glasgefäß eingeschlossen.

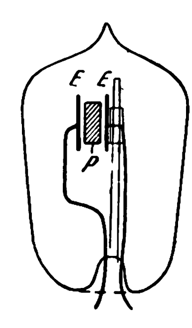


Fig. 5.

Piezogesteuerter Röhrensender mit parallelgeschalteten Kristallen.

D.R.P. 458 965, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Wired Radio), Pat. vom 23. Oktober 1926, amer. Priorität vom 24. Oktober 1925, ausgegeben am 24. April 1928, identisch mit amer. Pat. 1 581 701, brit. Pat. 260 231, franz. Pat. 627 213, vgl. das Referat in dieser Zeitschrift Bd. **29,** S. 63, 1927.



Piezoelektrische Modulation.

Brit. Pat. 287 459 (Westinghouse El. & Man. Co., 17. März 1927), veröffentlicht am 9. Mai 1928.

Ein Piezokristall *P* (Fig. 6) ist zwischen zwei Elektroden *a*, *b* befestigt, von denen die eine Elektrode *b* als Membran ausgebildet ist. Die Membranelektrode *b* wird durch einen

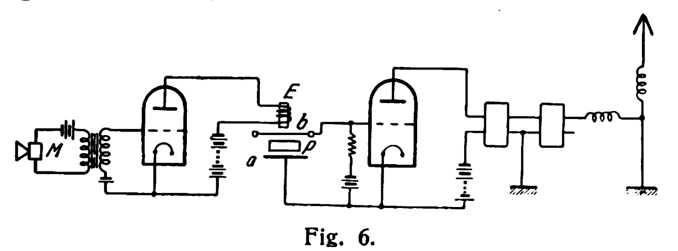


Fig. 6.

Elektromagneten *E* erregt, der im Anodenkreis einer Röhre liegt, deren Gitterkreis durch ein Mikrophon *M* gesteuert wird. Die Piezoeinrichtung ist im Gitterkreis eines Röhrensenders eingeschaltet.

Verfahren für drahtlose Zeichenübertragung.

D.R.P. 458 650, Klasse 21a[4], Gruppe 14 (Seiliger), Pat. vom 1. März 1923, ausgegeben am 17. April 1928.

Die Erfindung betrifft ein Verfahren zur Zeichenübermittlung, bei der die Sendezeichen verschiedener Intensität in Impulse verschiedener Zeitdauer umgewandelt und am Empfänger die Impulse verschiedener Dauer wieder in Schwingungen verschiedener Intensität umgesetzt werden. Dies kann z. B. in der Weise geschehen, daß die Zeichenströme mittels schneller Unterbrechungen zerlegt und zur

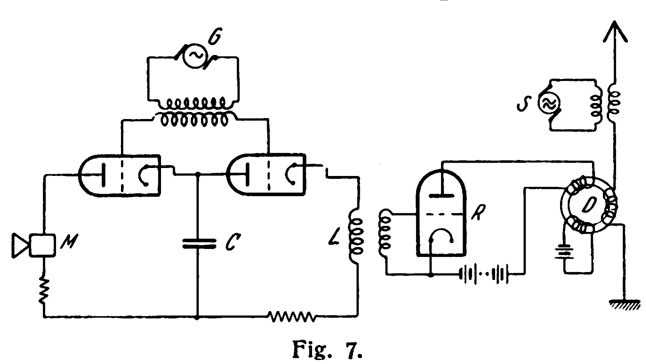


Fig. 7.

Aufladung eines Kondensators verwendet werden, der sich in den Unterbrechungspausen entlädt und die Dauer der Sendeströme beeinflußt. In Fig. 7 ist der Kondensator *C* über zwei Röhren einmal mit dem Mikrophon *M* und andererseits mit der Spule *L* verbunden. Die beiden Röhren werden durch einen Wechselstromgenerator *G* gesteuert, so daß der Kondensator *C* abwechselnd vom Mikrophonkreis geladen und durch die Spule *L* entladen wird. Die Entladeströme, deren Dauer von der Aufladung, also von der Intensität der Mikrophonströme abhängt, steuern die Röhre *R* und die vormagnetisierte Drossel *D*, so daß eine Ausstrahlung der Antenne, die mit dem Sender *S* gekoppelt ist, von verschiedener Dauer stattfindet.

Konstanthaltung der Frequenz beim Tasten.

D.R.P. 459 096, Klasse 21a[4], Gruppe 16 (Telefunken), Pat. vom 25. September 1926, ausgegeben am 27. April 1928.

Bei Hochfrequenzumformeranlagen, die durch eine eigene Kraftmaschine angetrieben werden, kann es beim Tasten eintreten, daß die Regelung der Drehzahl der Kraftmaschine mit einer gewissen Verspätung eintritt, so daß Pendelungen auftreten. Erfindungsgemäß soll dies dadurch vermieden werden, daß unmittelbar durch das Tastorgan auch der Einlaß des Betriebsstoffes (Gas, Dampf, Benzin usw.) in geeigneter Weise beeinflußt wird.

Konstanthaltung der Drehzahl beim Tasten.

D.R.P. 459 211, Klasse 21a[4], Gruppe 16 (Telefunken), Pat. vom 16. September 1926, ausgegeben am 27. April 1928.

Zur Konstanthaltung der Drehzahl der Antriebsmotore von Hochfrequenzmaschinen werden beim Tasten zum Lastausgleich Widerstände im Arbeits- oder Erregerstromkreis des Motors ein- und ausgeschaltet. Wenn von dem Motor mehrere Sender betrieben werden, so führt dieses Verfahren zu Schwierigkeiten. Erfindungsgemäß soll die Betätigung der Regelungswiderstände durch ein Wattmeterrelais erfolgen, dem die Motorleistung zugeführt wird.

Tasten von Röhrensendern.

Brit. Pat. 285 357 (Brit. Thomson Houst.), 11. Februar 1927, veröffentlicht am 12. April 1928.

Um bei dem in Fig. 8 dargestellten Röhrensender eine

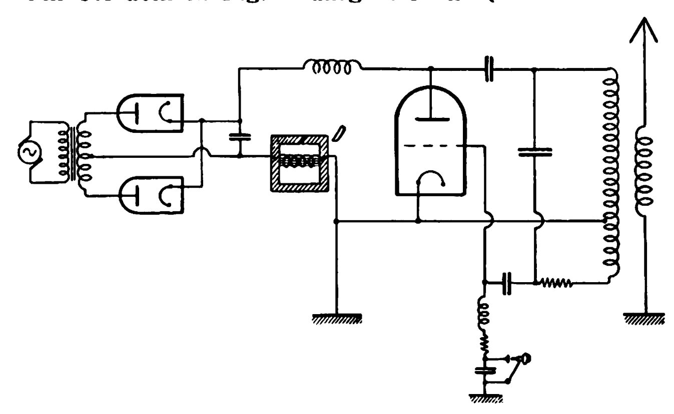


Fig. 8.

Rückwirkung der beim Tasten auftretenden starken Stromstöße auf den Speisestromkreis zu vermeiden, soll in diesen erfindungsgemäß eine Drossel *D* eingeschaltet werden.

Tasten von Röhrensendern.

D.R.P. 458 760, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Telefunken), Pat. vom 27. November 1923, ausgegeben am 18. April 1928.

Beim Tasten eines Röhrensenders durch Unterbrechung des Gittergleichstromes tritt beim Oeffnen eine hohe Oeffnungsspannung auf, die den Kondensator aufladt, der

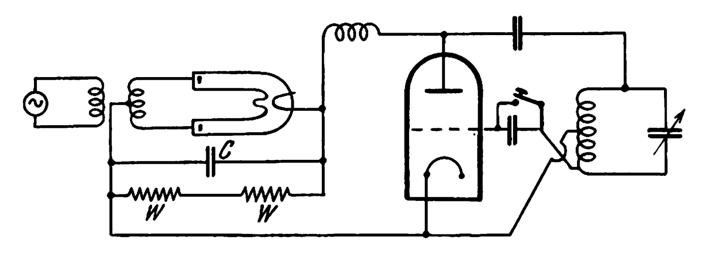


Fig. 9.

im Gitterkreis liegt. Beim schnellen Tasten liegt daher während der Tastpausen eine zu hohe Spannung am Gitter. Erfindungsgemäß soll dies dadurch beseitigt werden, daß parallel zum Kondensator *C* (Fig. 9) ein Ableitungswiderstand *W* gelegt wird, der die Aufladung während der Tastpausen verhindert.

Kurzwellen-Antennenanlage.

D.R.P. 459 006, Klasse 21a[4], Gruppe 46 (Marconi), Pat. vom 30. Mai 1926, brit. Priorität vom 30. Juni 1925, aus-

gegeben am 25. April 1928, identisch mit brit. Pat. 258 942, franz. Pat. 620 128, vgl. das Referat in dieser Zeitschrift Bd. **29**, S. 35, 1927.

Kopplung der Antenne mit dem Sender.

Brit. Pat. 286 279 (Marconi, 2. März 1927), veröffentlicht am 25. April 1928.

Um bei der Energieübertragung vom Sender zur Antenne Doppelwelligkeit und infolgedessen ein Pendeln des Senders zwischen zwei Frequenzen zu vermeiden, soll erfindungsgemäß einem Teil der Kopplungsleitung die

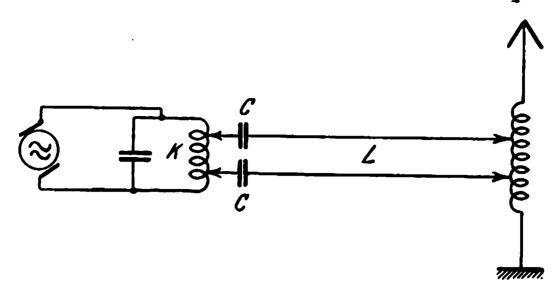


Fig. 10.

Charakteristik einer unendlichen Leitung für die zu sendende Frequenz gegeben werden. In Fig. 10 ist mit dem Sender die Uebertragerleitung L über Blockkondensatoren C mit dem Schwingungskreis K gekoppelt. Die Ankopplung an Antenne und Schwingungskreis erfolgt an solchen Punkten der Selbstinduktionen, daß die angegebene Charakteristik für die Uebertragerleitung erzielt wird.

Rahmenantenne.

D.R.P. 459 007, Klasse 21a[4], Gruppe 47 (Roland-Werk), Pat. vom 28. April 1927, ausgegeben am 25. April 1928.

Die Erfindung bezweckt die Ausbildung einer Rahmenantenne, bei der ein besonderes Traggestell für die Windungen nicht erforderlich ist. Erfindungsgemäß wird dies dadurch erreicht, daß eine oder mehrere Windungen der Rahmenantenne derart kräftig ausgeführt sind, daß sie gleichzeifig als Traggestell für die Rahmenantenne dienen.

Drahtlose Flugzeugnavigation.

Brit. Pat. 286 349 (Wright, 30. November 1926), veröffentlicht am 25. April 1928.

Zur Richtungsbestimmung elektrischer Wellen, insbesondere für Flugzeuge, sollen zwei Rahmenantennen 1, 2 und 3, 4 (Fig. 11) in einem Winkel zueinander stehen, der kleiner ist als 90°. Durch einen Umschalter können beide

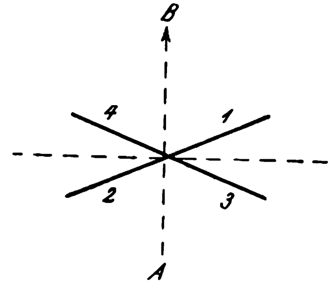


Fig. 11.

Rahmen abwechselnd mit einem Empfänger verbunden werden. Bewegt sich das Flugzeug in der Richtung AB, so ergibt sich gleiche Lautstärke für beide Rahmen. Die Rahmen können ferner hintereinander und gegeneinander geschaltet werden, so daß bei der Flugrichtung AB einmal größte Lautstärke, im anderen Falle völliges Verschwinden eintritt.

Direkt anzeigendes Peilgerät.

Brit. Pat. 286 840 (Busignies, 25. Januar 1927), veröffentlicht am 2. Mai 1928.

Zwei Rahmenantennen, deren Ebenen zueinander senkrecht stehen, werden durch eine Kondensatoranordnung, die aus vier festen und zwei rotierenden Platten besteht, abwechselnd mit einem Ueberlagerungsempfänger gekoppelt. Mit dem Ausgangskreis des Empfängers ist das in Fig. 12 dargestellte Meßgerät verbunden, das zwei Spulen

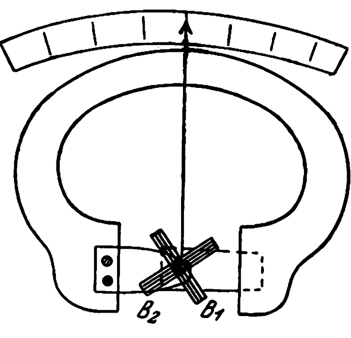


Fig. 12.

B_1 und B_2 zwischen den Polen eines permanenten Magneten enthält. Die beiden Spulen werden durch einen rotierenden Schalter abwechselnd kurzgeschlossen. Der Schalter rotiert mit der gleichen Geschwindigkeit und synchron mit der Kondensatorankopplung. Das Meßinstrument zeigt dann unmittelbar die Richtung an.

Gleichzeitige Uebermittlung von zwei Signalen.

D.R.P. 459 151, Klasse 21a[4], Gruppe 54 (Int. Stand. El. Co.), Pat. vom 11. Februar 1926, ausgegeben am 28. April 1928.

Die Erfindung betrifft Einrichtungen, bei denen mit einer Trägerwelle mehrere Signale gleichzeitig übermittelt werden

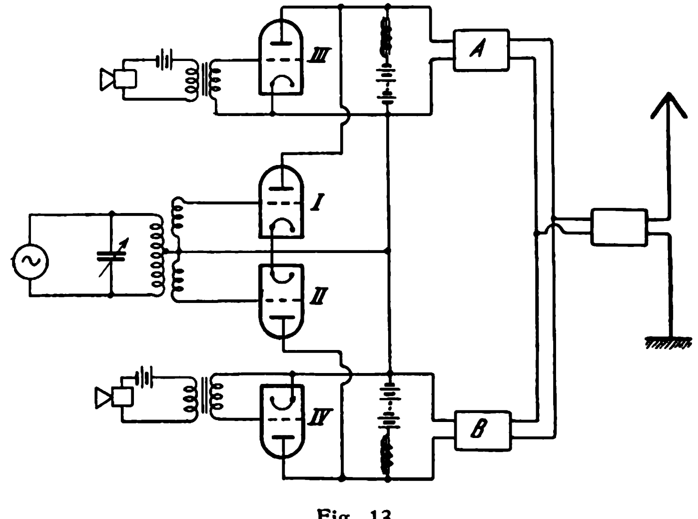


Fig. 13.

sollen. Solche Einrichtungen werden z. B. verwendet bei der Festlegung von Tönen gegenüber festen Punkten bei Unterseelotungen, ferner bei der binauralen Uebermittlung u. dgl. Erfindungsgemäß soll diese Uebermittlung mit nur einer Trägerwelle dadurch erfolgen, daß die verschiedenen Signalströme die gleiche Trägerfrequenz modulieren und von den entstehenden Frequenzbändern ein unteres Seiten-

band, das dem einen Signal entspricht, und ein oberes Seitenband, das dem anderen Signal entspricht, ausgesendet werden. In Fig. 13 wird den Röhren I und II die Trägerwelle zugeführt. Die beiden Röhren III und IV werden durch die verschiedenen Signale gesteuert. Durch die Siebketten A und B werden ein unteres und ein oberes Seitenband ausgesiebt, die durch die Antenne ausgestrahlt werden.

Verfahren zur Herstellung von Glühkathoden.

D.R.P. 459 037, Klasse 21a^4, Gruppe 13 (Int. Gen. El. Co.), Pat. vom 13. Juli 1923, amer. Priorität vom 3. August 1922, ausgegeben am 26. April 1928.

Die Herstellung von Glühkathoden mit gezogenem Draht aus schwerschmelzbarem Metall, das mit einem Oxyd versehen ist, soll in der Weise erfolgen, daß ein Reproduktionsmittel, z. B. Kohlenstoff, der Oxydmischung zugesetzt wird.

Elektroden für Vakuumröhren.

Brit. Pat. 287 138 (Int. Gen. El. Co., 16. März 1927), veröffentlicht am 9. Mai 1928.

Die Anode oder andere Elektroden einer Röhre sollen aus einer Legierung von Wolfram oder Mölybdän mit 0,5—1% Aluminium, Chrom, Hafnium, Mangan, Thor, Zirkon, Zer oder dgl. hergestellt werden.

Kühleinrichtung für Röhren.

Brit. Pat. 287 463 (Marconi, 17. März 1927), veröffentlicht am 9. Mai 1928.

Die Kühlröhren R (Fig. 14) sind als Spulen ausgebildet

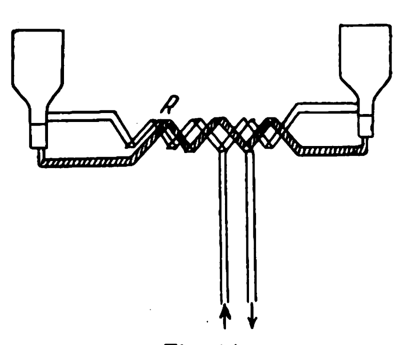


Fig. 14.

und Zu- und Abflußrohr derart mit den Kühlröhren R verbunden, daß sie Erdpotential besitzen.

Erzielung eines stabilen Brennens einer Glimmlampe für Bildtelegraphie.

D.R.P. 458 591, Klasse 21a^1, Gruppe 32 (Telefunken), Pat. vom 21. Oktober 1926, ausgegeben am 13. April 1928.

Bei der Registrierung von Bildern für Bildtelegraphie muß der Ruhestrom möglichst klein sein, da dann kleinere

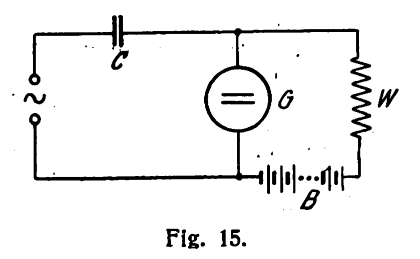


Fig. 15.

Helligkeitswerte wiedergegeben werden können. Für den Betrieb einer Glimmlampe ist jedoch ein kleiner Ruhestrom nachteilig, da sie bei unteren Spannungswerten leicht verlöscht. Erfindungsgemäß soll an die Glimmlampe G (Fig. 15) eine Batterie hoher Spannung B über einen Hochohmwiderstand W angelegt werden, wodurch ein ruhiges stabiles Brennen erzielt wird. Die zu registrierenden Bildfrequenzen werden der Bildlampe über einen Kondensator C zugeführt und bringen die Glimmlampe zum Aufleuchten, da der Weg über den Widerstand W einen zu großen Widerstand bietet.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*458 591	21a^1	13. 4. 28	Stabiles Brennen der Glimmlampe für Bildtelegraphie
*458 650	21a^4/14	17. 4. 28	Verfahren zur drahtlosen Zeichenübertragung
*458 702	21a^4/8	18. 4. 28	Röhrensender ohne Rückkopplung
*458 703	21a^4/9	21. 4. 28	Kurzwellensender
458 704	21a^4/15	18. 4. 28	Modulation bei Gegentakt-Röhrensender
458 705	21a^4/38	17. 4. 28	Herstellung von Detektorsteinen
458 707	21c/57	19. 4. 28	Regelung der Antriebsmotoren von Hochfrequenzmaschinen
458 736	21a^4/24	17. 4. 28	Ton-Empfang mittels Hochfrequenzverstärker
*458 760	21a^4/8	18. 4. 28	Röhrensender
458 761	21c/54	18. 4. 28	Stromzuleitung für Hochohmwiderstände
458 764	21g/10	21. 4. 28	Blockkondensator
458 902	21g/10	24. 4. 28	Hochspannungs-Kondensator
*458 965	21a^4/8	24. 4. 28	Piezogesteuerter Röhrensender
458 967	21c/22	23. 4 28	Stecker
458 969	21c/22	26. 4. 28	Federnder Steckerstift
458 971	21c/72	24. 4. 28	Regelbare Drossel
458 994	21c/59	19. 4. 28	Fliehkraft-Drehzahlregler
*459 004	21a^4/5	24. 4. 28	Parallelbetrieb von Wechselstrommaschinen
*459 005	21a^4/9	24. 4. 28	Kurzwellensender
*459 006	21a^4/46	25. 4. 28	Kurzwellen-Antenne
*459 007	21a^4/47	25. 4. 28	Rahmenantenne
459 013	21g/13	27. 4. 28	Indirekt beheizte Kathode
*459 037	21g/13	26. 4. 28	Herstellung von Glühkathoden
459 049	21a^2/38	25. 4. 28	Übertragung von Musik und Sprache mit mehreren Mikrophonen
459 073	21h/18	27. 4. 28	Hochfrequenz-Schmelzofen
*459 096	21a^4/16	27. 4. 28	Konstanthaltung der Frequenz beim Tasten
459 101	21g/4	28. 4. 28	Glimmlampenrelais
459 150	21a^4/22	3. 5. 28	Störbefreiung beim Empfang
*459 151	21a^4/54	28. 4. 28	Mehrfachtelegraphie
459 152	21a^4/74	26. 4. 28	Verstärker-Transformator
459 210	21a^4/29	27. 4. 28	Regulierung der Rückkopplung
*459 211	21a^4/16	27. 4. 28	Konstanthaltung der Drehzahl bei Hochfrequenzmaschinen
459 212	21a^4/74	3. 5. 28	Kopplung für aperiodische- und Rückkopplung
*459 257	21a^4/6	4. 5. 28	Frequenz-Transformation
459 291	21a^4/21	1. 6. 28	Empfangsschaltung
459 292	21a^4/58	4. 5. 28	Mehrfachtelegraphie
459 372	21a^1/32	2. 5. 28	Bildübertragung
459 374	21g/10	3. 5. 28	Feineinstellvorrichtung für Drehkondensatoren
459 375	21g/13	3. 5. 28	Glühkathodenröhre
459 425	21a^4/22	4. 5. 28	Störbefreiung beim Empfang
459 478	21g/10	8. 5. 28	Blockkondensator
459 532	21g/10	8. 5. 28	Herstellung von Blockkondensatoren
459 551	21c/11	8. 5. 28	Kontaktsichere Erdungsklemme
459 552	21c/22	9. 5. 28	Steckerbuchse für verschieden starke Steckerstifte
459 553	21c/55	8. 5. 28	Hochohmwiderstand
459 556	21g/10	8. 5. 28	Drehkondensator
459 557	21g/31	5. 5. 28	Magnetkörper
459 612	21g/10	7. 5. 28	Herstellung von Wickelkondensatoren
459 704	21g/10	9. 5. 28	Glimmerkondensator
459 705	21g/10	8. 5. 28	Zusammenbau von Kondensator und Widerstand

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Bücherbesprechungen.

Pioniere der Radiotechnik. 24 Lebensbilder von Hanns Günther. (W. de Haas.) Mit 24 Porträtzeichnungen und einem Umschlagbild von Kunstmaler W. Planck. 80 Seiten, 15. Auflage, Dieck & Co. (Franckhs Techn.-Verlag), Stuttgart, 1926. Preis geh. 1,80 M., geb. 2,50 M.

Der Rundfunk ist in wenigen Jahren Volksgut im besten Sinne geworden. Populäre Bücher über die Grundlagen der Radiotechnik sind wie Pilze im Herbst erschienen. Historisch sind davon nur wenige eingestellt. Und doch sollte der denkende Mensch aus Dankbarkeit gegen die Schöpfer dieses Wunderbaues der Nachrichtenverbreitung auch Interesse für die menschlichen Seiten dieser raschen Entwicklung haben. Diesem Bedürfnis — soweit es vorhanden — kommt ein kleines Büchlein aus der Feder des bekannten technischen Schriftstellers Günther entgegen und wo es noch fehlt, vermag es es rasch zu fördern.

24 Männer, die schöpferisch die Bausteine der Radiotechnik zusammentrugen, hat Günther ausgewählt, um eines jeden Werdegang und seine Leistung in kurzen Zügen zu skizzieren. Der Laie wird schon bei der Durchsicht auf manche Namen stoßen, von denen er nie gehört hat; und doch haben alle Großes geleistet. Schon daraus erhellt die innere Berechtigung des Güntherschen Büchleins. Die Reihenfolge ist nicht historisch nach Personen, sondern nach der Sache, so daß man gleichzeitig aus den einzelnen Lebensskizzen ein anschauliches Bild der allmählichen Fortschritte der Radiotechnik gewinnt. Das erhöht den Wert des Büchleins ins Sachliche; an Hand jedes neuen Bausteins wird sein Schöpfer in Wort und Bild dem Leser vor Augen geführt. Ausgehend von dem Dreigestirn Faraday, Maxwell, Hertz, werden Männer wie Righi und Marconi, Braun und Wien, Tesla und Lieben, Arco, Schmidt und Goldschmidt u. a. sowie anhangsweise Bell und Morse erwähnt.

Die Auswahl mag allgemein befriedigen, doch vermißt man neben Braun und Wien mit Befremden Zenneck.

Die Bilder von W. Planck sind eine sehr erwünschte Ergänzung. Man kann sie jedoch nur z. T. als gelungen bezeichnen. Zu den schlechtesten gehört das von M. Wien, das völlig fremd wirkt. Auch Hertz ist wenig getroffen.

Trotzdem ist das Büchlein nicht nur Amateuren zu empfehlen, sondern auch jedem Fachmann, der es mit Dank genießen wird. O. v. Auwers.

F. Kohlrausch. „Lehrbuch der praktischen Physik.“ 15. stark vermehrte Auflage, neu bearbeitet von W. Bothe, E. Brodhun, E. Giebe, E. Grüneisen, L. Holborn, K. Scheel und O. Schönrock. XXX u. 832 S., 395 Textfiguren, 8°. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin. Geh. 23 Mk., geb. 26 Mk.

Der „große Kohlrausch“ ist seit Jahrzehnten das Hilfsbuch bei physikalischen Messungen und das Nachschlagebuch des Physikers, der sich in quantitativen Fragen Rat holen will. Daß von dem Buch jetzt seine 15. Auflage herausgekommen ist, ist der beste Beweis für die Schätzung, die es überall genießt. Ich empfehle das Buch stets auch denjenigen jungen Physikern, die mich nach einem für sie passenden Lehrbuch der Physik fragen. Es steckt in dem Buch eine Menge „allgemeiner“, nicht nur „praktischer“ Physik, allerdings nicht in der Form, in der sie gewöhnlich dem Anfänger vorgesetzt wird.

Die neue Auflage hat der Entwicklung der Wissenschaft Rechnung getragen, insofern, als alle Meßmethoden, die im Verlauf der letzten Jahre zu Bedeutung gelangt sind, aufgenommen wurden, soweit man das vernünftigerweise verlangen kann. Vielleicht müßten die Bearbeiter bei der nächsten Auflage überlegen, ob es nicht möglich ist, Meßmethoden, die heute nur noch historisches Interesse haben oder nur ganz ausnahmsweise benützt werden, wegzulassen und dadurch einem Anwachsen des Buchumfanges entgegenzuwirken.

Das Kapitel über „Elektrische Schwingungen“, für das sich vermutlich die Leser des Jahrbuchs besonders interessieren, ist nicht besonders ausführlich: 33 Seiten, während z. B. der Messung des Widerstandes 34, der Thermometrie 26 Seiten gewidmet sind. Das Kapitel enthält aber die wichtigsten Messungen auf diesem Gebiet. Auch bei diesem Kapitel gilt, was ich oben allgemein sagte: die Bearbeiter sollten sich bei einer Neubearbeitung der Auflage fragen, ob nicht manches Unwichtige weggelassen und dafür Wichtiges eingesetzt oder ausführlicher behandelt werden könnte.

J. Zenneck.

Radiotechnik II. Wellentelephonie. Von Dr. Werner Bloch, 124 S. 80 Abb. Samml. Göschen Nr. 946. Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1926. Geb. 1,50 Mk.

Der allgem. Einführung in die Radiotechnik von J. Herrmann im Rahmen der Sammlung Göschen ist Band II unter dem Titel „Wellentelephonie“ aus der Feder von Werner Bloch gefolgt. Der breiten und ausführlichen Darstellung aller für die drahtlose Wellentelegraphie notwendigen Einzelteile, besonders des deutschen Rundfunks, geht eine kurze theoretische Einleitung voraus, die den Leser mit den physikalisch-technischen Grundlagen noch einmal vertraut macht, wenn auch im allgemeinen die Kenntnis des Bandes I der Radiotechnik vorausgesetzt wird. Das letzte Drittel ist der Wellentelephonie längs Drähten gewidmet.

Das bilder- und figurenreiche Büchlein bietet dem Amateur viel Neues, das ihm aus anderen Büchern nicht immer, zum Teil garnicht, zugänglich sein wird und auch der der Technik etwas ferner stehende reine Wissenschaftler wird eine Fülle neuer Kenntnisse und vielleicht sogar Erkenntnisse daraus gewinnen können.

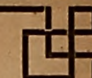
In seiner Gesamtheit ist das Büchlein wie alle Göschenbändchen sehr empfehlenswert für jeden gebildeten Leser.

O. v. Auwers.

Radiotechnik III. Die Empfänger unter besonderer Berücksichtigung der Rundfunkschaltungen. Von Dipl.-Ing. H. Saacke. 144 S. 82 Abb. Samml. Göschen Nr. 951. Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig 1926. Geb. 1,50 M.

Der dritte Band der Radiotechnik der Sammlung Göschen gibt einen ausführlichen Ueberblick über die Grundlagen und die Schaltungen verschiedenster Empfänger. Ein Drittel des Bändchens ist den Einzeldaten des Schwingungskreises gewidmet; dann folgen Detektor und Röhre sowie die Zubehörteile wie Telephon, Lautsprecher u. a. Von den Rundfunkschaltungen sind von den einfachsten bis zu den komplizierteren die Grundelemente besprochen und jedesmal die besonderen Vorteile oder Nachteile einer Schaltung, mithin ihr hauptsächlichstes Anwendungsgebiet angegeben. Die letzten Seiten behandeln den Telegraphieempfang. Das Buch ist mit überlegenen theoretischen Kenntnissen, aber auch reichen praktischen Erfahrungen geschrieben, so daß jeder Liebhaber und Fachmann vielseitige Anregung und Belehrung aus ihm gewinnen wird. Es ist so empfehlenswert wie alle Göschenbändchen. O. v. Auwers.

Band 32 August 1928 Heft 2



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

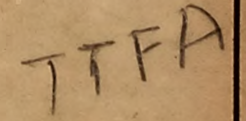
Unter Mitarbeit

von

herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

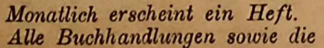
Schriftleitung: Dr. E. Mauz

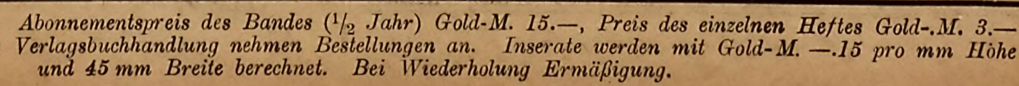




1 9 2 8







Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-.M. 3.— Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 32 August 1928 Heft 2

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

	Seite
H. Winter-Günther: Zur Theorie der Siebketten. (Mit 6 Figuren im Text.)	41
Ernst Kramar: Frequenzvervielfachung durch Eisenwandler. (Mit 22 Figuren im Text und einer Tafel). (Schluß.)	46
Willi Wechsung: Die Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz. (Mit 12 Figuren im Text). (Schluß.)	58
Hans Rukop: Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunksender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten. (Mit 8 Figuren im Text). (Fortsetzung.)	65
Referate	
H. E. Hallborg, L. A. Briggs und C. W. Hansell (J. Zenneck): Kommerzieller Fernverkehr mit kurzen Wellen. (Mit 2 Fig. im Text).	71
H. E. Hallborg (J. Zenneck): Praktische Gesichtspunkte beim Betrieb mit kurzen Wellen und hoher Leistung. (Mit 6 Fig. im Text).	72
R. Bown (J. Zenneck): Transatlantische drahtlose Telegraphie.	73
E. J. Alway (J. Zenneck): Ausbreitung von kurzen Wellen während der Sonnenfinsternis.	74
J. E. J. Cairns (J. Zenneck): Atmosphärische Störungen in Watheroo (Westaustralien). (Mit einer Figur im Text).	74
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 9 Figuren im Text.)	75

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Zur Theorie der Siebketten.

Von H. Winter-Günther, München.

§ 1. Einleitung.

Die mathematische Behandlung der stationären Schwingungen von Kettenleitern oder Siebketten kann nach zwei wesentlich verschiedenen Methoden erfolgen. Die eine Methode, welche wohl am häufigsten angewandt wird, wurde von K. W. Wagner[1]) in engstem Anschluß an die Theorie kontinuierlicher elektrischer Leitungen entwickelt: nach ihr sind die Kettenleiter als inhomogene Leitungsgebilde aufzufassen und demnach werden die in jener Theorie so fruchtbaren Begriffe des Wellenwiderstands und Dämpfungsmaßes auf dieses Problem sinngemäß übertragen.

Die andere Methode wurde zuerst von H. Riegger[2]) angegeben. Wie dieser Autor zeigte, wird man zu einer sehr übersichtlichen Darstellung der stationären Ausgleichsvorgänge in Kettenleitern sehr allgemeiner Schaltung geführt, wenn diese Systeme als gekoppelte Schwingungskreise analytisch behandelt werden.

Bis jetzt schien es aber, daß der Nutzen dieser zweiten Darstellungsweise für die Behandlung des wichtigen Problems der Eigenschwingungen von Siebketten nur sehr gering sei: man wird scheinbar schon bei Ketten geringer Gliederzahl auf fast unüberwindliche mathematische Schwierigkeiten gebracht[3]), während hier die Leitungstheorie in gewissen einfachsten Fällen selbst bei beliebiger Gliedzahl verhältnismäßig einfach zum Ziele führt[4]).

Demgegenüber will ich nun zeigen, daß gerade die Auffassung der Kettenleiter als gekoppelte Schwingungskreise bei geeigneter analytischer Behandlung zu einer überraschend einfachen und physikalisch anschaulichen Lösung für die freien und erzwungenen Schwingungen dieser Gebilde führt, und zwar bei Schaltungen, für die auch auf andere Weise die vollständigen exakten Lösungen zwar möglich, aber mit einem sehr erheblicheren Rechenaufwand verbunden sind.

§ 2. Normalkoordinaten elektrischer Schwingungskreise.

Das Wesentliche dieser Darstellung besteht in der Einführung von sogenannten Normalkoordinaten, deren große Bedeutung für die Behandlung mechanischer Probleme vor allem aus den Arbeiten von Routh und Lord Rayleigh[5]) bekannt ist.

Auch auf elektrodynamische Probleme wurde die Methode der Normalkoordinaten schon gelegentlich angewandt[6]), doch ist ihr großer praktischer und heuristischer Wert für die Behandlung gekoppelter Schwingungskreise meines Wissens noch nicht allgemein bekannt. Es scheint mir deshalb, eine kurze Darstellung des Wesens dieser Methode nicht ohne Wert zu sein. Dies soll im nächsten Paragraphen geschehen; zum Teil kann hierbei die Darstellung Lord Rayleighs auf unser Problem sinngemäß übertragen werden. — Die darauffolgenden Paragraphen sollen die Behandlung einiger charakteristischer Beispiele bringen.

1) Arch. El. 3, 315, 1914; 8, 61, 1919.
2) Wiss. Veröff. des Siemens-Konzerns. I, 3, S. 126, 1922; III, 1; S. 190, 1923.
3) Vergl. G. Krause u. A. Clausing, Wiss. Veröff. des Siemens-Konzerns, I, 3; S. 8. 1922, ferner H. Backhaus, ebenda IV, 2; S. 209, 1925.
4) K. W. Wagner, ebenda II, S. 1891, 922.
5) s. Lord Rayleigh, Theory of Sound, London 1926, S. 108 ff.
6) A. Kalähne: Die Normalkoordinaten in der math. Beh. gekopp. Schwingungen (Phys. Zeitschr. 11, S. 1196, 1910); E. A. Guillemin: Making normal coordinates coincide with the meshes of an el. network (Proc. Inst. Rad. Eng., 15, S. 935—945, 1927).

Den in Fig. 1 dargestellten sehr allgemeinen Kettenleiter wollen wir nach H. Riegger[7]) auffassen als ein System von n-gekoppelten Schwingungskreisen, dessen νtes Glied gebildet wird von:

$$L'_\nu,\ C'_\nu,\ R'_\nu,\ L_{\nu,\nu+1},\ C_{\nu,\nu+1},\ R_{\nu,\nu+1},\ L_{\nu-1,\nu},\ C_{\nu-1,\nu},\ R_{\nu-1,\nu}.$$

C sind Kapazitäten, L Induktivitäten, R Ohmsche Widerstände. Die mit doppeltem Index versehenen Größen sind die Kopplungsglieder.

Die gesamte Induktivität des νten Gliedes sei L_ν, seine gesamte Kapazität sei C_ν, sein gesamter Ohmscher Widerstand R_ν. D. h.:

$$L_\nu = L'_\nu + L_{\nu-1,\nu} + L_{\nu+1,\nu};\quad \frac{1}{C_\nu} = \frac{1}{C'_\nu} + \frac{1}{C_{\nu-1,\nu}} + \frac{1}{C_{\nu+1,\nu}};$$
$$R_\nu = R'_\nu + R_{\nu-1,\nu} + R_{\nu+1,\nu}; \tag{1}$$

Bezeichne W_m die magnetische Energie des gesamten Systems in einem bestimmten Augenblick, W_e die elektrische Energie und $2 \cdot F$ die Zerstreuungsfunktion d. h. diejenige Energie, welche in der Zeiteinheit in Wärme umgesetzt wird.

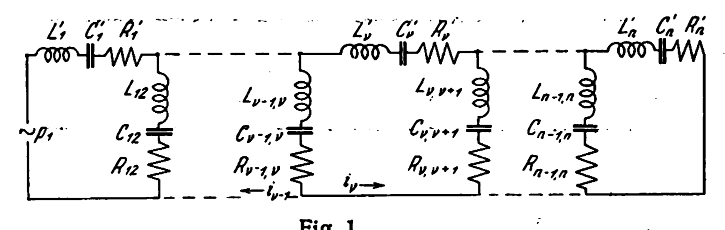


Fig. 1.

Dann ist:

$$W_m = \frac{1}{2}\sum_1^n L_\nu i_\nu^2 + \sum_1^n L_{\nu,\nu+1}\, i_\nu \cdot i_{\nu+1};$$
$$W_e = \frac{1}{2}\sum_1^n \frac{1}{C_\nu}\left(\int i_\nu\, dt\right)^2 + \sum_1^n \frac{1}{C_{\nu,\nu+1}}\left(\int i_\nu\, dt\right)\cdot\left(\int i_{\nu,\nu+1}\, dt\right); \tag{2}$$
$$F = \frac{1}{2}\sum_1^n R_\nu i_\nu^2 + \sum_1^n R_{\nu,\nu+1}\, i_\nu \cdot i_{\nu,\nu+1}.$$

Die Gleichungen von Lagrange ergeben damit die n-Differentialgleichungen des Kettenleiters:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial W_m}{\partial i_\nu}\right) + \frac{\partial W_e}{\partial(\int i_\nu\, dt)} + \frac{\partial F}{\partial i_\nu} = p_\nu;\quad \nu = 1, 2, \ldots n. \tag{3}$$

p_ν ist die dem νten Gliede aufgedrückte äußere E. M. K.

Die Gleichungen (3) sind nicht voneinander unabhängig, vielmehr enthält die Gleichung für i_ν auch noch die Unbekannten $i_{\nu-1}$ und $i_{\nu+1}$, da die Größen in Gleichung (2) nicht Summen von reinen Quadraten sind.

Das übliche, aber umständliche Integrationsverfahren, das in der Elimination von $n-1$ Unbekannten aus Gleichung (3) besteht, kann nun in bestimmten Fällen dadurch umgangen werden, daß man n neue Veränderliche y, sog. Normalkoordinaten durch eine lineare Substitution etwa der folgenden Art einführt:

$$y_\mu = i_1 + q_{2\mu}\, i_2 + \ldots\ q_{\nu\mu}\, i_\nu + \ldots\ q_{n\mu}\, i_n \tag{4}$$

Die Transformation muß dabei so gewählt werden, daß W_m, W_e und F nunmehr als Summen reiner Quadrate erscheinen:

$$W_m = \sum_1^n a_\mu y_\mu^2;\quad W_e = \sum_1^n b_\mu \left(\int y_\mu\, dt\right)^2;\quad F = \sum_1^n c_\mu i_\mu^2. \tag{5}$$

Bekanntlich kann eine derartige Transformation stets durchgeführt werden, wenn in Gleichung (2) eine der drei Summen W_m, W_e oder F Null ist. (Dies wird aber nur selten der Fall sein.)

Dagegen können diese drei Summen von Gleichung (2) gleichzeitig vermöge Gleichung (4) nur dann in Summen reiner Quadrate verwandelt werden, wenn in der Matrix der Koeffizienten von Gleichung (2):

$$\begin{vmatrix} L_1\, L_2 \ldots\ldots L_n\, L_{12}\, L_{23} \ldots\ldots L_{n-1,n} \\ \frac{1}{C_1}\,\frac{1}{C_2} \ldots\ldots \frac{1}{C_n}\,\frac{1}{C_{12}}\,\frac{1}{C_{23}} \ldots\ldots \frac{1}{C_{n-1,n}} \\ R_1\, R_2 \ldots\ldots R_n\, R_{12}\, R_{23} \ldots\ldots R_{n-1,n} \end{vmatrix}$$

die drei Zeilen nicht linear unabhängig sind; d. h. der Rang dieser Matrix muß kleiner als 3 sein. (A)

An diese wichtige Bedingung ist die Verwendbarkeit von Normalkoordinaten geknüpft.

1. Für Systeme mit reiner induktiver Kopplung bedeutet diese Bedingung offenbar, daß gelten muß:

$$R_1 C_1 = R_2 C_2 = \ldots\ldots = R_n C_n;$$

d. h. es muß für alle Glieder der Kette das Verhältnis $\frac{\delta}{\omega_\nu^2}$ dasselbe sein[8]); (B)

2. für Systeme mit reiner kapazitiver Kopplung dagegen folgt, daß gelten muß:

$$\frac{R_1}{L_1} = \frac{R_2}{L_2} = \ldots\ \frac{R_n}{L_n} = 2\,\delta_0$$

d. h. alle Glieder müssen dieselbe Dämpfungskonstante δ_0 besitzen. (C)

Für gemischte Kopplung werden später Beispiele besprochen werden. —

Ist die vorgeschriebene Transformation nach Gleichung (4) durchgeführt, so ergeben die Gleichungen von Lagrange, wie man aus Gleichung (5) leicht erkennt, jetzt für die n-Normalkoordinaten je eine unabhängige Differentialgleichung 2. Grades, deren Integral mühelos angeschrieben werden kann. Der Strom i_ν im νten Gliede ergibt sich endlich vermöge der Transformation nach Gleichung (4) in bekannter Weise durch Superposition der n-Normalkoordinaten.

Die Schwierigkeit liegt bei diesem Verfahren in dem Aufsuchen der Substitution von Gleichung (4). Im allgemeinen wird man bei der Bestimmung der Koeffizienten q auch hier auf eine algebraische Gleichung höheren Grades geführt. Die folgenden Beispiele sollen aber zeigen, wie in vielen Fällen die Normalkoordinaten aus den Differentialgleichungen der Systeme selbst leicht abgeleitet werden können.

§ 3. Systeme von zwei gekoppelten Schwingungskreisen.

Wenn man von dem Falle absieht, daß die beiden Kreise gleiche Eigenschwingungsdauer und gleiche Dämpfung haben (die Behandlung dieses Falles erfolgt unmittelbar nach Methode des nächsten Paragraphen), so kann man der Methode der Normalkoordinaten für die Behandlung zweier gekoppelter Kreise nur geringe Bedeutung zusprechen, da die Bedingung (A) des § 2 für dieses noch recht einfache Problem nur zu spezielle Fälle zuläßt.

Eine für die Anwendung wichtige Schaltung soll aber hier als charakteristisches Beispiel behandelt werden: Primär- und Sekundärkreis sind nicht in Resonanz, aber

[7]) l. c.

[8]) Hier wie stets im Folgenden bedeutet: $\omega_\nu^2 = \frac{1}{L_\nu C_\nu}$; $\delta_\nu = \frac{R_\nu}{2 L_\nu}$.

die unverketteten Abstimmungselemente besitzen in beiden Kreisen gleiche Frequenz und gleiche Dämpfung (s. Fig. 2).

Es soll also gelten:

$$L'_1 C'_1 = L'_2 C'_2 = \frac{1}{\omega_0'^2};\ \frac{R'_1}{L'_1} = \frac{R'_2}{L'_2} = 2\,\delta'_0;\ R_{12}, L_{12} \text{ und } C_{12} \text{ beliebig}^{9)}.$$

Ferner bedeute:

$$\varphi'_0 = \left(\frac{d}{dt}\cdot + 2\,\delta'_0\cdot + \omega_0'^2 \int dt\cdot\right)$$

$$\psi_{12} = \left(\frac{d}{dt}\cdot + 2\,\delta_{12}\cdot + \omega_{12}^2 \int dt\cdot\right)$$

$$\text{worin: } 2\,\delta_{12} = \frac{R_{12}}{L_{12}};\ \omega_{12}^2 = \frac{1}{L_{12}\cdot C_{12}}.$$

Die Differentialgleichungen unseres Systems sind damit:

$$L'_1\,\varphi'_0\,(i_1) + L_{12}\,\psi_{12}\,(i_1 + i_2) = p_1 \qquad (1)$$

$$L'_2\,\varphi'_0\,(i_2) + L_{12}\,\psi_{12}\,(i_1 + i_2) = 0 \qquad (2)$$

Man erkennt nun sofort, daß die Substitution

$$y_1 = i_1 - \lambda\, i_2;\ \ldots\ldots\ \lambda = \frac{L'_2}{L'_1} \qquad (3)$$
$$y_2 = i_1 + i_2;$$

diese simultanen Gleichungen in zwei voneinander unabhängige transformiert:

$$L'_1\,\varphi'_0\,(y_1) \qquad = p_1 \qquad (4)$$

$$\left(L'_1\,\varphi'_0 + L_{12}\left(1 + \frac{1}{\lambda}\right)\psi_{12}\right) y_2 = p_1 \qquad (5)$$

Hiermit ist aber das Problem im wesentlichen gelöst.

Denn aus Gleichung (4) folgt, daß y_1 den Verlauf eines Stromes hat, der sich in einem Kreise mit der Eigenfrequenz ω'_0 der Dämpfung δ'_0 und der Induktivität L'_1 ausbildet;

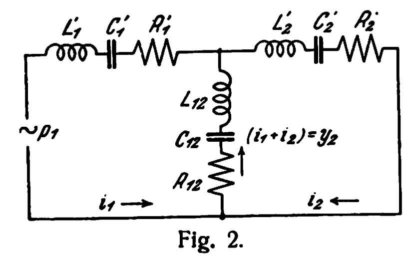


Fig. 2.

während y_2 nach Gleichung (5) dem Strome eines Schwingungskreises entspricht, welcher durch Reihenschaltung von zwei Kreisen entstanden ist: nämlich des Kreises mit der Eigenfrequenz ω'_0, der Dämpfung δ'_0 mit der Induktivität L'_1 und des Kreises mit der Eigenfrequenz ω_{12}, der Dämpfung δ_{12} und der Induktivität $L_{12}\ (1 + \frac{1}{\lambda})$.

Die Eigenschwingungen und die erzwungenen Schwingungen des gegebenen Systems sind damit gefunden, denn aus Gleichung (3) folgt:

$$i_1 = \frac{1}{1+\lambda}(y_1 + \lambda\, y_2);$$

$$i_2 = \frac{1}{1+\lambda}(y_2 - y_1);$$

Die Gleichungen (4, 5) erlauben eine einfache Interpretation: y_2 ist der durch die Kopplungselemente fließende Strom (s. Fig. 2). Nach Gleichung (5) tritt also in diesem Zweige der Schaltung stets nur diese eine Koppelschwingung auf, während in den übrigen Teilen die beiden Koppelfrequenzen immer gleichzeitig entstehen. — Ferner ist die zweite Eigenschwingung des Systems nach Gleichung (4) von der Kopplung vollständig unabhängig: ihre Frequenz ist stets ω'_0, ihre Dämpfung δ'_0.

9) Man überzeugt sich leicht, daß dieses System die Bedingung (A) des § 2 erfüllt.

§ 4. Kettenleiter beliebiger Gliedzahl.

Als Beispiel soll die Schaltung Fig. 3 gewählt werden. — Nach der von K. W. Wagner eingeführten Terminologie

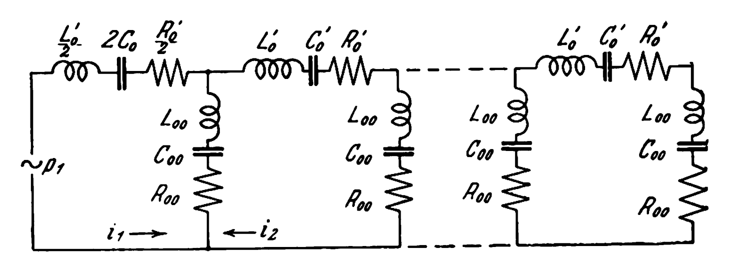


Fig. 3.

ist dies ein Kettenleiter zweiter Art mit $(n-1)$ Gliedern, an dessen Ende ein Kreis mit der Kapazität $2\ C_0$, der Induktivität $\frac{L_0}{2}$, und dem Ohmschen Widerstande $\frac{R_0}{2}$ gelegt ist[10]).

Es bedeutet:

$$\varphi_0 = \left(\frac{d}{dt}\cdot + 2\,\delta_0\cdot + \omega_0^2 \int dt\cdot\right),$$

worin ω_0 die Eigenfrequenz, δ_0 die Dämpfungskonstante eines dieser n-Schwingungskreise vor der Kopplung sind.

$$\text{Ferner sei: } \psi_{00} = \left(\frac{d}{dt}\cdot + 2\,\delta_{00} + \omega_{00}^2 \int dt\cdot\right),$$

$$\text{wobei} \qquad \omega_{00}^2 = \frac{1}{C_{00}\,L_{00}},\quad 2\,\delta_{00} = \frac{R_{00}}{L_{00}}.$$

Die Differentialgleichungen des Systems werden daher:

$$\begin{aligned}
&\frac{L_0}{2}\,\varphi_0\,(i_1) + L_{00}\,\psi_{00}\,(i_2) &&= p_1\\
&L_0\,\varphi_0\,(i_2) + L_{00}\,\psi_{00}\,(i_1 + i_3) &&= 0\\
&\vdots\\
&L_0\,\varphi_0\,(i_\nu) + L_{00}\,\psi_{00}(i_{\nu-1} + i_{\nu+1}) &&= 0\\
&\vdots\\
&L_0\,\varphi_0\,(i_n) + L_{00}\,\psi_{00}\,(i_{n-1}) &&= 0
\end{aligned} \qquad (1)$$

Hieraus werden die Normalkoordinaten wie folgt abgeleitet: Es werde die 2. dieser Gleichungen (1) mit q_2, die 3. mit q_3, u. s. f, die n te mit q_n multipliziert und hierauf alle n-Gleichungen addiert.

Es entsteht dann folgende Differentialgleichung:

$$\begin{aligned}
&L_0\,\varphi_0\,(i_1 + q_2\, i_2 + \ldots q_\nu\, i_\nu + \ldots q_n\, i_n)\\
&+ q_2\cdot L_{00}\,\psi_{00}\left(i_1 + \frac{2 + q_3}{q_2}\cdot i_2 + \ldots \frac{q_{\nu-1} + q_{\nu+1}}{q_2}\cdot i_\nu\right.\\
&\left. + \frac{q_{n-1}}{q_2}\cdot i_n\right) = 2\,p_1.
\end{aligned} \qquad (2)$$

Soll dies die Differentialgleichung einer Normalkoordinate: $y = (i_1 + q_2\, i_2 + \ldots\ldots q_n\, i_n)$ sein, so müssen offenbar die beiden Klammerausdrücke identisch sein. Durch diese

10) Nach § 2 Gl. (1) gilt hier: $L_0 = L'_0 + 2\,L_{00}$; $R_0 = R'_0 + 2\,R_{00}$; $\frac{1}{C_0} = \frac{1}{C'_0} + \frac{2}{C_{00}}$; $\delta_0 = \frac{R_0}{2\,L_0}$; $\omega_0^2 = \frac{1}{L_0\cdot C_0}$

Bedingung werden aber die $n-1$ bis jetzt noch unbestimmten Faktoren q durch $n-1$-Gleichungen festgelegt:

$$\begin{aligned} q_2^2 &= 2 + q_3 \\ q_2 \cdot q_3 &= q_2 + q_4 \\ &\vdots \\ q_2 \cdot q_\nu &= q_{\nu-1} + q_{\nu+1} \\ &\vdots \\ q_2 \cdot q_n &= q_{n-1} \end{aligned} \tag{3}$$

Die Lösungen dieser Gleichungen sind[11]):

$$q_\nu = 2 \cdot \cos(\nu - 1)\, \alpha \cdot \tag{4}$$

α wird dabei durch die Grenzbedingung bestimmt: $q_{n+1} = 0$ d. h. $\cos n\alpha = 0$, welche von folgenden Werten α erfüllt wird:

$$\alpha_k = k \cdot \frac{\pi}{2n} \; \ldots\ldots \; k = 1, 3 \; \ldots\ldots \; (2n-1). \tag{5}$$

Wegen der Periodizität des cos erhält man so gerade die gesuchte Zahl von n-Wurzeln für jedes q_ν: $q_{\nu 1}, q_{\nu 2} \ldots q_{\nu n}$.

Die n-Normalkoordinaten sind demnach:

$$y_{\frac{k+1}{2}} = i_1 + 2\cos\alpha_k \cdot i_2 + 2\cos 2\alpha_k \cdot i_3 + \ldots 2\cos(n-1)\alpha_k \cdot i_n. \tag{6}$$

und ihre Differentialgleichung nach (2):

$$(L_0\,\varphi_0 + 2\cos\alpha_k \cdot L_{00}\,\psi_{00})\, y_{\frac{k+1}{2}} = 2p_1 \ldots k = 1, 3 \ldots (2n-1). \tag{7}$$

deren vollständige Integrale leicht angegeben werden können.

Durch Superposition dieser Integrale ergeben sich schließlich die Lösungen für das ursprüngliche System (1):

$$D \cdot i_\nu = \frac{\partial D}{\partial q_{\nu 1}} y_1 + \frac{\partial D}{\partial q_{\nu 2}} y_2 + \ldots \frac{\partial D}{\partial q_{\nu n}} \cdot y_n; \tag{8}$$

wobei D die Determinante der Transformation (s. § 2 Gleichung 4) ist:

$$D = \begin{vmatrix} 1 & q_{21} & q_{31} & \cdots & q_{\nu 1} & \cdots & q_{n1} \\ 1 & q_{22} & q_{32} & \cdots & q_{\nu 2} & \cdots & q_{n2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & & & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & & & & \vdots \\ 1 & q_{2n} & q_{3n} & \cdots & q_{\nu n} & \cdots & q_{nn} \end{vmatrix} \tag{9}$$

Wir führen das Beispiel an einem Kettenleiter mit induktiver Kopplung zu Ende haben also zu setzen:

$$\psi_{00} = \frac{d}{dt} \cdot;$$

Es sei $\frac{2L_{00}}{L_0} = \frac{1}{\eta}$ ein Kopplungsfaktor.

Gleichung (7) lautet nun einfacher:

$$(\eta + \cos\alpha_k)\left(\frac{d}{dt} y_{\frac{k+1}{2}} + 2\,\delta_0 \cdot \frac{\eta}{\eta + \cos\alpha_k}\, y_{\frac{k+1}{2}} + \omega_0^2 \cdot \frac{\eta}{\eta + \cos\alpha_k} \int dt \cdot y_{\frac{k+1}{2}}\right) = \frac{p_1}{L_{00}}. \tag{10}$$

Hieraus ergeben sich zunächst die n-Eigenschwingungen des Kettenleiters: sie besitzen bei hinreichend kleiner Dämpfung die Frequenzen:

$$\omega_{\frac{k+1}{2}} = \omega_0 \cdot \sqrt{\frac{\eta}{\eta + \cos\alpha_k}};$$

und die Dämpfungen: $\delta_{\frac{k+1}{2}} = \delta_0 \cdot \frac{\eta}{\eta + \cos\alpha_k}$.

Die Eigenfrequenzen liegen daher immer zwischen den Grenzwerten:

$$\omega_0 \cdot \sqrt{\frac{\eta}{\eta - 1}} \quad \text{und} \quad \omega_0 \cdot \sqrt{\frac{\eta}{\eta + 1}}$$

Die Intensität, mit der die einzelnen Eigenschwingungen in den verschiedenen Gliedern der Kette auftreten, ergibt sich leicht aus den Gleichungen (8) — in gleicher Weise, wie dies unten bei den erzwungenen Schwingungen gezeigt wird. Die Anfangsbedingungen

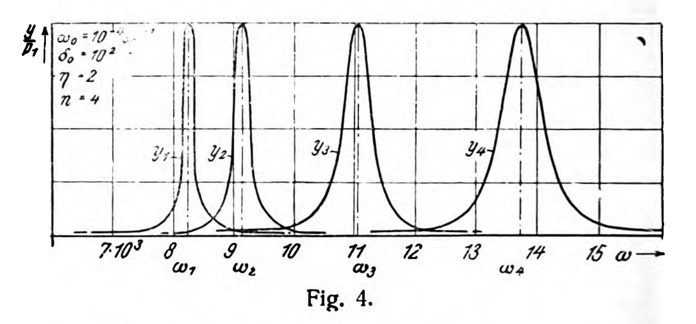


Fig. 4.

müssen natürlich für die Normalkoordinaten ausgedrückt und in die Integrale der Gleichung (10) eingeführt werden.

Bei der Darstellung der erzwungenen Schwingungen durch Normalkoordinaten gewinnt der Begriff der Lochbreite oder des Durchlässigkeitsbereiches des Kettenleiters eine anschauliche physikalische Deutung:

Wirkt auf den Kettenleiter die äußere E. M. K. $p_1 = \sin\omega t$, so ist nach Gleichung (10) die Abhängigkeit der Amplituden der einzelnen Normalkoordinaten y durch je eine Resonanzkurve eines einfachen Schwingungskreises gegeben. (Vgl. Fig. 4.) Die Maxima dieser Kurven sind alle gleich hoch und liegen bei jenen Frequenzen, die mit den Eigenfrequenzen der betreffenden Normalkoordinaten zusammenfallen $\left(\omega = \omega_{\frac{k+1}{2}}\right)$;

Die Abhängigkeit des stationären Stromes im letzten Gliede von der Frequenz der aufgedrückten Spannung ergibt sich nun als resultierender Resonanzeffekt durch die Ueberlagerung der n-Teilschwingungen y.

Für diese Superposition ist:

1. die Phase jeder Teilschwingung aus Gleichung (10);
2. die Intensität mit der sie in dem betr. Gliede auftritt aus der Transformationsgleichung (8)

leicht zu entnehmen, wie abschließend an dem Beispiele einer Kette mit vier Gliedern erläutert werden möge:

Hier nimmt α die Werte an: $\alpha_k = \frac{\pi}{8}; \frac{3\pi}{8}; \frac{5\pi}{8}; \frac{7\pi}{8}$ und

deshalb $\cos\alpha_k = \cos\frac{\pi}{8}; \cos\frac{3\pi}{8}; -\cos\frac{3\pi}{8}; -\cos\frac{\pi}{8}$.

[11]) Vgl. etwa H. Riegger, Wiss. Veröff. des Siemens-Konzerns I, 3; S. 133, 1922.

Ferner:

$$D = \begin{vmatrix} 1 & 2\cos\frac{\pi}{8} & 2\cos 2\cdot\frac{\pi}{8} & 2\cos 3\cdot\frac{\pi}{8} \\ 1 & 2\cos\frac{3\pi}{8} & 2\cos 2\cdot\frac{3\pi}{8} & 2\cos 3\cdot\frac{3\pi}{8} \\ 1 & 2\cos\frac{5\pi}{8} & 2\cos 2\cdot\frac{5\pi}{8} & 2\cos 3\cdot\frac{5\pi}{8} \\ 1 & 2\cos\frac{7\pi}{8} & 2\cos 2\cdot\frac{7\pi}{8} & 2\cos 3\cdot\frac{7\pi}{8} \end{vmatrix} \qquad (11)$$

also nach Gleichung (8)

$$i_4 = 2\cos\frac{3\pi}{8}(y_1 - y_4) - 2\cos\frac{\pi}{8}(y_2 - y_3) \qquad (12)$$

In Fig. 5 sind deshalb die Ordinaten y_1 und y_4 aus Fig. 4

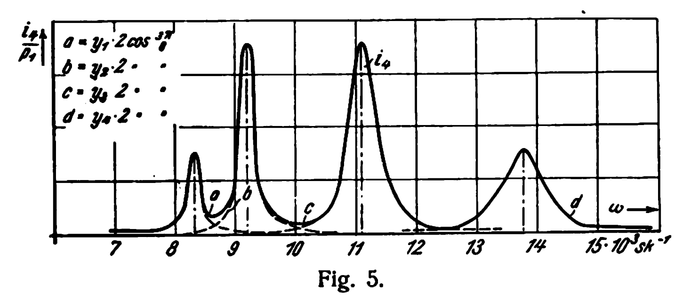


Fig. 5.

mit $\cos\frac{3\pi}{8}$, die Ordinaten y_2 und y_3 mit $\cos\frac{\pi}{8}$ multipliziert eingetragen worden. Damit konnte i_4 nach Vorschrift der Gleichung (12) durch geometrische Addition (d. h. unter Berücksichtigung der verschiedenen Phasen, welche die Normalkoordinaten nach Gleichung (7) besitzen), gewonnen werden.

Die Feinstruktur der Resonanzkurven im Durchlässigkeitsbereich ist in anderen Arbeiten für sehr allgemeine Fälle von Wellenfiltern schon eingehend behandelt worden[12]. Hier sollte nur an dem gewählten Beispiele die große Anschaulichkeit und Einfachheit dargetan werden, die mit der Einführung von Normalkoordinaten bei der Behandlung gewisser einfacher Schaltungen verbunden ist.

§ 5. Ueber ein System, dessen Schwingungen nicht vollständig durch Normalkoordinaten dargestellt werden können.

Zum Schlusse will ich hier noch zeigen, daß man auch bei Systemen, welche die Bedingung (A) des § 2 nicht erfüllen, gelegentlich teilweise Normalkoordinaten substituieren kann, und dadurch am raschesten einen Einblick in die Ausgleichsvorgänge gewinnt.

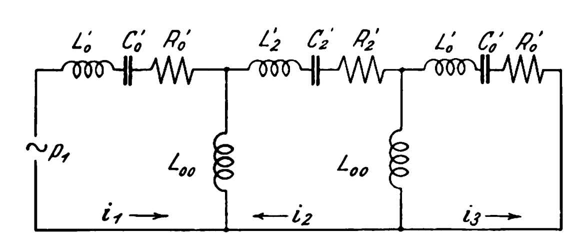


Fig. 6.

Als Beispiel werde die Schaltung Fig. 6 gewählt: Primär- und Tertiärkreis sind kongruent und induktiv über einen völlig beliebigen Zwischenkreis gekoppelt.

[12]) H. Riegger, l. c. H. Backhaus, Wiss. Veröff. des Siemenskonzerns IV, 1; S. 33, 1925.

Also[13]):

$$L_1 = L_3 = L_0;\ \omega_1 = \omega_3 = \omega_0;\ \delta_1 = \delta_3 = \delta_0;\ L_{12} = L_{23} = L_{00};$$
$$L_2';\ R_2';\ C_2' \text{ beliebig.}$$

Es bedeute:

$$\varphi_0 = \left(\frac{d}{dt}\cdot + 2\delta_0\cdot + \omega_0^2\int dt\cdot\right);\ \varphi_2 = \left(\frac{d}{dt}\cdot + 2\delta_2\cdot + \omega_0^2\int dt\cdot\right).$$

Die Differentialgleichungen des Systems sind damit:

$$L_0\varphi_0(i_1) + L_{00}\frac{d}{dt}(i_2) = p_1 \qquad (1)$$

$$L_2\varphi_2(i_2) + L_{00}\frac{d}{dt}(i_1 + i_3) = 0 \qquad (2)$$

$$L_0\varphi_0(i_3) + L_{00}\frac{d}{dt}(i_2) = 0 \qquad (3)$$

Durch Subtraktion von Gleichung (1) und (3) ergibt sich zunächst:

$$L_0\,\varphi_0(y_1) = p_1; \qquad (4)$$

worin:

$$y_1 = i_1 - i_3. \qquad (5)$$

Wegen der Allgemeinheit des Zwischenkreises sind außer y_1 weitere Normalkoordinaten nicht mehr aufzustellen, vielmehr werden die übrigen freien und erzwungenen Schwingungen durch folgende simultane Differentialgleichungen beschrieben:

$$L_0\varphi_0(\xi) + 2L_{00}\frac{d}{dt}(i_2) = p_1 \qquad (6)$$

worin [14]) $\xi = i_1 + i_3$.

$$L_2\varphi_2(i_2) + L_{00}\frac{d}{dt}(i_2) = 0 \qquad (7)$$

Diese letzten Gleichungen sind aber die Differentialgleichungen von zwei gekoppelten, nicht aufeinander abgestimmten Schwingungskreisen, so daß auch ihre Lösungen, wenigstens angenähert, angegeben werden können.

Der Strom etwa im letzten Gliede wird demnach:

$$i_3 = \frac{1}{2}(\xi - y_1). \qquad (8)$$

Die Gleichungen (4, 6, 7) sind leicht physikalisch zu deuten: Von den 3 Eigenschwingungen unseres Systems treten in dem mittleren der drei Kreise nur zwei auf, und zwar die, welche durch Gleichung (6) und (7) beschrieben werden. Die dritte Eigenschwingung, welche nur in den beiden Randkreisen mit auftritt, ist nach Gleichung (4) — auch in bezug auf ihre Intensität — von der Abstimmung des Zwischenkreises vollständig unabhängig: ihre Frequenz und Dämpfung sind gleich denjenigen, welche die Randkreise vor der Kopplung hatten (ω_0; δ_0).

Es sei mir gestattet, Herrn Geheimrat Zenneck für das fördernde Interesse, das er an dieser Veröffentlichung genommen hat, verbindlichst zu danken.

[13]) Es sei an die in § 2 gegebene Definition von L_ν, ω_ν und δ_ν erinnert.

[14]) Der Buchstabe ξ wurde gewählt, um anzudeuten, daß dies keine Normalkoordinate ist. ξ hat vielmehr (ebenso wie i_2) zwei Eigenwerte.

Zusammenfassung.

Es wird zunächst eine kurze Darstellung des Wesentlichen von Normalkoordinaten gekoppelter elektrischer Schwingungskreise gegeben. Es werden hierbei die Bedingungen angeführt, die zwischen den einzelnen Schaltungselementen bestehen müssen, wenn die Ausgleichsvorgänge des betreffenden Systems durch Normalkoordinaten darstellbar sein sollen. Daran anschließend werden einige Beispiele behandelt, welche den praktischen und heuristischen Wert, der mit der Einführung von Normalkoordinaten verbunden ist, erkennen lassen sollen.

Physikalisches Institut
der Technischen Hochschule München.

(Eingegangen am 23. Februar 1928.)

Frequenzvervielfachung durch Eisenwandler.

Von Ernst Kramar.

(Mitteilung aus dem Institut für Schwachstromtechnik der Technischen Hochschule in Dresden.)

(Schluß*).

C. Belastung des Frequenzwandlers.

Wird der Frequenzwandler sekundärseitig mit einem Schwingungskreis belastet, so wird, durch die Wandlerspannung hervorgerufen, ein Strom in diesem Kreise erzeugt werden. Da dieser Sekundärstrom aber den Wandler selbst wieder durchfließt, beeinflußt er die zeitliche Aenderung der Magnetisierung und damit auch die Spannung am Wandler. Durch diese „Rückwirkung" wird der ganze Vorgang sehr kompliziert; wir haben aber bereits eingangs gezeigt, wie er sich bei entsprechenden Vernachlässigungen übersichtlicher gestalten läßt.

Ein Vergleich der Größenordnung der einzelnen Induktivitäten diene als Beweis dafür, daß unsere Vereinfachung zulässig ist. Die Magnetisierungsschleife kann zunächst durch zwei konstante, abwechselnd wirksame Induktivitäten $\left(l_w = n \cdot \frac{d\Phi}{di}\right)$ dargestellt werden, wie dies Fig. 2c (Abschnitt A 2) zeigte:

a) während der Ummagnetisierung, der Stoßzeit, ist $l_w = L_U$, für unseren Versuchswandler im Mittel $L_U \sim ,5 \cdot 10^{-2}$ Hy,

b) während der Sättigung, in der Zeit der freien Schwingung, ist $l_w = L_{Str}$, der Streuung des Wandlers, in unserem Falle $L_{Str} \sim 9 \cdot 10^{-5}$ Hy.

In der Zeitdauer T_s ist nun für mittlere Vervielfachungsstufen (7. und 9. Harmonische) $L_I < L_U \gg L_{II}$ etwa 20 : 250 : 1, für die Zeit der Sättigung dagegen ist $L_I \gg L_{Str} \sim L_{II}$ etwa 20 : 1 : 1[11a]). Wir hatten daher die Induktivität des Wandlers im ungesättigten Zustande L_U unendlich gesetzt und demgemäß den Wandler als Schalter aufgefaßt, der während der Stoßzeit T_s geöffnet ist, und während der übrigen Zeit T_f, in der der Wandler gesättigt und spannungslos ist, geschlossen gedacht werden kann. Dieser Vorgang entspricht vollkommen dem beim Lichtbogengenerator, wie er von Barkhausen dargestellt worden ist[12]). Auch hier wurden zwei Zeiten unterschieden. Erstens: die Zeit T_s, während der der Lichtbogen erloschen ist, d. h. den Strom unterbricht, während der also der Speisestrom in den Schwingungskreis hineinfließt und den Kondensator auflädt. Zweitens die Zeit T_f, während der der Lichtbogen gezündet hat und praktisch einen Kurzschluß darstellt, so daß der Schwingungskreis über den Lichtbogen frei ausschwingen kann.

*) I. Teil ds. Jahrbuch 32, S. 10, 1928.

[11a]) Diese Zahlen entsprechen durchaus den praktischen Betriebsverhältnissen.

[12]) H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, § 37 und Jahrb. d. drahtl. Tel. 1908.

Hier wie dort ist der Zeitpunkt t_a, in dem der „Schalter geöffnet" wird dadurch bestimmt, daß die Summe der den „Schalter" während der freien Schwingung durchfließenden Ströme praktisch gleich Null wird[13]). Ein größerer Unterschied besteht nur in der Bestimmung des Zeitpunktes t_e, in dem der Schalter geschlossen wird. Beim Lichtbogen ist dieser Zeitpunkt dadurch gegeben, daß die Spannung am Kondensator gleich der Zündspannung des Lichtbogens geworden ist, während beim Wandler sich der Zeitpunkt dadurch berechnet, daß „die Stoßfläche F", das Integral der Wandlerspannung über der Stoßzeit in Voltsec eine bestimmte Größe haben muß, wie im folgenden näher ausgeführt werden wird.

I. Der stark gedämpfte Sekundärkreis.

Der einfachste Fall ist dadurch gekennzeichnet, daß bei Beginn des Stoßes (Zeitpunkt t_a Fig 20) die Sekundärkreisschwingung annähernd ganz abgeklungen ist, wenn der neue Stoß einsetzt. Die Bedingungen für den Beginn des Stoßvorganges lauten hier also: für

$$t = t_a : i_I = i_{II} = 0;\ p_{IIa} = 0.^{15)}$$

1. Der Stoßvorgang.

Da gemäß unserer Annäherung während der Stoßzeit der Wandler als unterbrochen zu betrachten ist, haben wir nur einen einzigen, aus Primär- und Sekundärkreis in Reihenschaltung bestehenden Schwingungskreis (Fig. 3a). Daher ist die Frequenz der Stoßschwingung gegeben durch

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{(L_I + L_{II}) \frac{C_I \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}}}}.$$

Da nun $L_{II} \ll L_I$ und $C_{II} \ll C_I$ ist, wird angenähert gelten

$$\omega_s \sim \frac{1}{\sqrt{L_I \cdot C_{II}}} \sim \omega_I \cdot \sqrt{\frac{C_I}{C_{II}}} \text{ genau } \omega_s = \omega_I \sqrt{\frac{C_I + C_{II}}{C_{II}}}.$$

Das Integral der Wandlerspannung über der Stoßzeit, die Stoßfläche F, hängt mit den Wandlerdimensionen gemäß Formel (1) folgendermaßen zusammen:

$$F = 2\,\Phi_{max} \cdot n \cdot 10^{-8} \text{ Voltsec}$$

Um aber auf die Stoßdauer T_s schließen zu können, muß der zeitliche Verlauf der Wandlerspannung bekannt sein. Wir untersuchen zunächst die für den Stoßvorgang in Betracht kommende Schwingung.

[13]) Beim Wandler muß der Strom, genau genommen, ein wenig unter Null sinken, so viel, daß die Ummagnetisierung beginnt.



In dem Augenblick, in dem der Primärstrom sein Vorzeichen wechselt ($i_I = 0$), öffnet sich unser „Schalter", der Stoßvorgang setzt ein; der Primärkondensator C_I ist dann gerade voll aufgeladen[14]), C_I entlädt sich über die Induktivität L_I und L_{II} auf den Sekundärkreis-Kondensator C_{II} Es bildet sich eine Schwingung aus (Fig. 18), bei der die Kondensatorspannungen um ihren Endwert P_e pendeln, wobei P_e den durch Kondensatorgröße und Ladung ent-

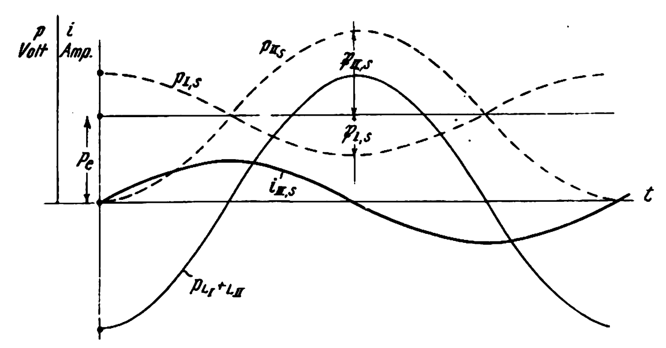


Fig. 18.

sprechenden Dauerzustand bei abgeklungener Schwingung vorstellt. Es ist allgemein[15])

$$P_e = \frac{p_{Ia} \cdot C_I - p_{IIa} \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}}; \; \mathfrak{J}_{IIs} = \sqrt{i'^2_a + [(p_{Ia} + p_{IIa})\, C_{II} \cdot \omega_s]^2};$$

$$\mathfrak{P}_{IIs} = \mathfrak{J}_{IIs} \cdot \frac{1}{\omega_s \cdot C_{II}} \text{ daher}$$

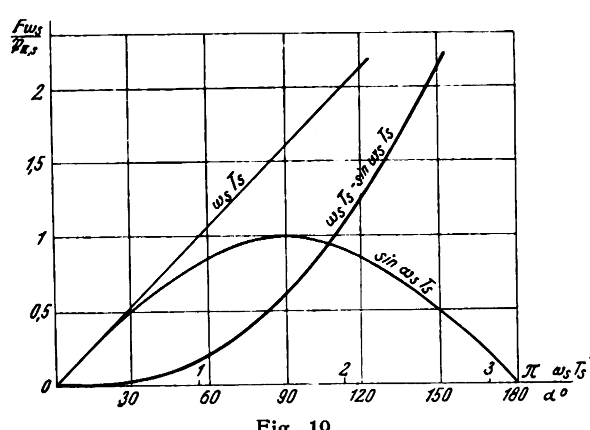


Fig. 19.

für $p_{IIa} = 0,\; i_a = 0 : P_e = \frac{p_{Ia} \cdot C_I}{C_I + C_{II}},\; \mathfrak{J}_{IIs} = p_{Ia} \cdot \omega_s \cdot \frac{C_I \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}},$

$$\mathfrak{P}_{IIs} = P_e.$$

Der zeitliche Verlauf des Stromes ist gegeben durch

$$i_{Is} = - i_{IIs} = p_{Ia} \cdot \frac{C_I \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}} \cdot \omega_s \sin \omega_s \cdot t.$$

Vernachlässigen wir nun den induktiven Abfall von L_{II}, so können wir

$p_w = f(t)$ gleichsetzen $p_{IIs} = f(t) = \mathfrak{P}_{IIs} \cdot (1 - \cos \omega_s t)$.

Wir finden also die gewünschte Beziehung zwischen der Stoßfläche F und der Stoßdauer T_s

$$F = 2\,\Phi_{max} \cdot n \cdot 10^{-8} = \int_{ta}^{te} p_w \cdot dt = \int_{ta}^{te} p_{IIs} \cdot dt$$

$$= \int_{ta}^{te} \mathfrak{P}_{IIs} \cdot (1 - \cos \omega_s t)\, dt$$

somit
$$\omega_s T_s - \sin \omega_s T_s = \frac{F \cdot \omega_s}{\mathfrak{P}_{IIs}} \qquad (4)$$

14) Seine wirksame Spannung ($p_{c_I} - p_M$) in diesem Augenblicke sei mit p_{Ia} bezeichnet.

15) p_{IIa} für (p_{cII}) $t = ta$; p_{IIs} und $\mathfrak{P}_{IIs}$ für p_{cII} bzw. P_{cII} in der Stoßzeit $T_s = t_a \div t_e$.

Diese Beziehung ist graphisch leicht darstellbar (Fig. 19). Bei gegebenen Kreis- und Wandlerdimensionen kann, wie in der Berechnung zu Fig. 20 ausgeführt, die Stoßzeit T_s bestimmt werden.

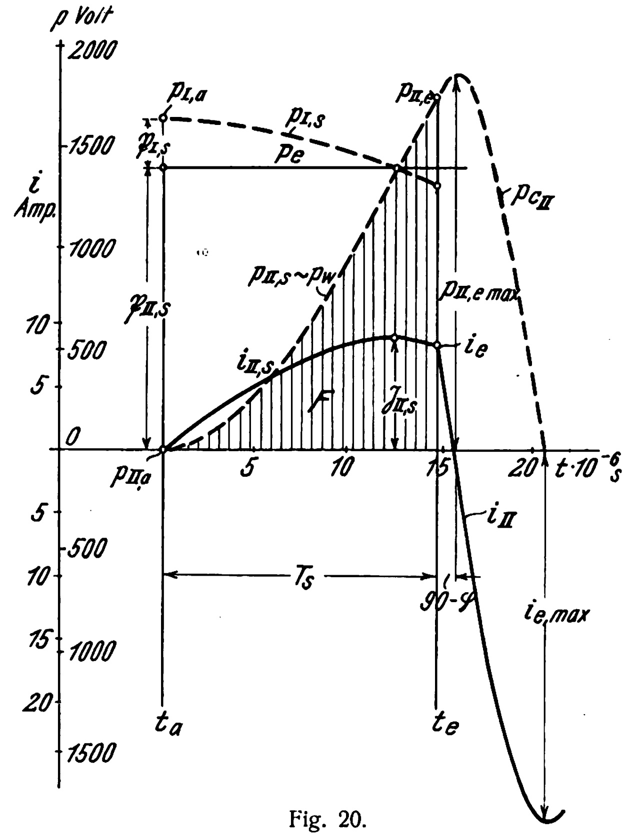


Fig. 20.

Graphische Ermittlung des Stoßvorganges für die 7. Harmonische. Berechnung, entspricht Osc. Fig. 23

$C_{II} = 5{,}1 \cdot 10^{-8}\, F,\; L_{II} = 1 \cdot 10^{-4}\, Hy,\; L_{II} + L_{Str} = 1{,}9 \cdot 10^{-4}\, Hy$

$C_I = 2{,}76 \cdot 10^{-7}\, F,\; L_I = 1{,}45 \cdot 10^{-3}\, Hy,\; f_I = 6750$ Hertz

$$C_h = \frac{C_I \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}} = 4{,}3 \cdot 10^{-8}\, F, L_h = L_I + L_{II} + L_{Str} = 1{,}55 \cdot 10^{-3}\, Hy$$

$$\mathfrak{R}_s = \sqrt{\frac{L_h}{C_h}} = 190\, \Omega;\; \mathfrak{R}_{II} = \sqrt{\frac{L_{II} + L_{Str}}{C_{II}}} = 61\, \Omega$$

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{(L_{II} + L_{Str}) \cdot C_h}} = 1{,}27 \cdot 10^5;\; T_{II} = 1{,}94 \cdot 10^{-5} \text{ sec}$$

$F = 2\Phi_{max} \cdot n \cdot 10^{-8} = 2 \cdot 8000 \cdot 70 \cdot 10^{-8} = 1{,}1 \cdot 10^{-2}$ Volt sec

Für $t = t_a$: $i_I = i_{II} = 0$; $p_{IIa} = 0$; $p_I = p_{cI} - p_M = 1650$ Volt (Fig. 21

$$P_e = \mathfrak{P}_{IIs} = \frac{p_I \cdot C_I}{C_I + C_{II}} = 1400 \text{ Volt};\; \mathfrak{J}_{IIs} = \mathfrak{P}_{IIs} \cdot \omega_s \cdot C_h = 9\, A;$$

$$\frac{F \cdot \omega_s}{\mathfrak{P}_{IIs}} = 0{,}91 \text{ daher (Fig. 19): } \omega_s T_s = 1{,}85,\; \alpha^\circ = 106^\circ$$

Für $t = t_e$: $p_{IIe} = \mathfrak{P}_{IIs} \cdot (1 - \cos \alpha) = 1780$ Volt; $i_e = \mathfrak{J}_{IIs} \cdot \sin 106 \sim 9\, A$

Freie Schwingung im Sekundärkreis.

Für $t = t_e$: $p_{IIe} = 1780$ Volt; $i_e = 9\, A$; $\operatorname{tg} \varphi = \frac{p_{IIe}}{i_e \cdot \mathfrak{R}_{II}} = 3{,}24;\; \varphi = 73^\circ$

1. Spannungsamplitude $p_{IIemax} = \frac{p_{IIe}}{\sin \varphi} = 1870$ Volt

1. Stromamplitude $i_{emax} = \frac{i_e}{\cos \varphi} = 30{,}4$ Amp ohne Berücksichtigung der Dämpfung

Für $R = 14\, \Omega$ ist $\vartheta = \frac{R}{2\, L_{II} + L_{Str}} = \frac{14}{3{,}8 \cdot 10^{-4}} : \delta t = 0{,}83$ für $t = T_{II/2}$

Dekrement $dt = 0{,}486$ für $t = T_{II}$.

Erstes Strommaximum für $t \sim T_{II/2}$: $i_{emax} = i_{emax} \cdot \delta \cdot T_{II/2} = 25$ Amp.

Berechnung der Leistung:

$\frac{C_{II} \cdot p_{IIemax}^2}{2} = 0{,}09$ Watt sec je Stoß; Leistung $N = C_{II} \cdot p_{IIemax}^2 \cdot f_I =$ $= 1{,}15\, kW$

Berechnung:		Oscillogramm und Messung:	
$p_{IIemax} = 1870$ Volt		$p_{IIemax} = 1600$ Volt	
$N = 1{,}15\, kW$	(im Widerstand + Verlust)	$N = 875$ Watt	(im Widerstd.)
$i_{emax} = 25$ Amp		$i_{emax} = 22$ Amp.	

Zusammensetzung von Stoßvorgang und freier Schwingung siehe Fig. 22.

Nach Ablauf der Stoßperiode (vom Zeitpunkte t_e, Fig. 20) sind Primär- und Sekundärkreis sich selbst überlassen und schwingen unabhängig voneinander aus.

2. Die freie Schwingung im Sekundärkreis.

Bei der Bestimmung der Frequenz der freien Schwingung des Sekundärkreises muß die Streuinduktivität des Wandlers (L_{Str}) in gesättigtem Zustande mitberücksichtigt werden, da sie größenordnungsmäßig der Sekundär-Induktivität L_{II} gleichkommt. Es ist daher

$$\omega_{II} = \frac{1}{\sqrt{(L_{II} + L_{Str}) C_{II}}}.$$

Bezeichnen wir den Blindwiderstand des Kreises mit $\mathfrak{R}_{II} = \omega_{II} \cdot (L_{II} + L_{Str}) = {}^1/\omega_{II} \cdot C_{II}$, so kann in bekannter Weise aus den „Anfangs-Bedingungen", also den Endbedingungen des vorigen Abschnittes (für $t = t_e : i = i_e$, $p_{cII} = p_{II,e}$) Phase und Amplitude der freien Schwingung bestimmt werden. Es ist der Phasenwinkel φ, unter dem die Schwingung einsetzt, $\varphi = \text{arc tg} \frac{p_{II,e}}{i_e \cdot \mathfrak{R}_{II}}$, die erste Spannungsamplitude $p_{II,e\,max} = \frac{p_{II,e}}{\sin\varphi}$ und die erste Stromamplitude $i_{e,max} = \frac{i_e}{\cos\varphi}$.

Die durch den Stoß zugeführte Energie beträgt

$$A = \frac{C_{II} \cdot p_{II,e}{}^2{}_{max}}{2}$$

Wattsec je Stoß und daher die Leistung, die im Widerstand R des Sekundärkreises vernichtet werden muß, bei $2 \cdot f_I$ Stößen je Sekunde

$$N = C_{II} \cdot p_{II,e}{}^2{}_{max} \cdot f_I \text{ Watt.}$$

Dies gilt aber, wie bereits erwähnt, nur unter der Voraussetzung, daß die freie Schwingung beim Einsetzen eines neuen Stoßes bereits abgeklungen ist (siehe auch Durchrechnung zu Fig. 20).

Wir entnehmen daraus zunächst, daß große Sekundärkreisleistung erreicht wird,

1. wenn C_I im Zeitpunkt $t = t_a$ möglichst große Spannung p_{cI} hat;
2. wenn $F = 2 \cdot \Phi_{max} \cdot n \cdot 10^{-8}$ groß ist, damit C_{II} lange aufgeladen wird;
3. wenn C_{II} groß ist, um entsprechende Ladung aufnehmen zu können;
4. wenn die Primärfrequenz f_I möglichst groß ist.

Die ersten zwei Bedingungen gehen aus den im vorigen Abschnitt gesagten hervor; einschränkend zu 2. gilt, daß die Stoßzeit T_s eine halbe Periode der Stoßschwingung nicht überschreiten darf, da sonst p_{cII} und damit die vom Sekundärkreis aufgenommene Leistung wieder sinkt. Bei unserem Wandler ist für die 7. Harmonische der Stoßwinkel

$$\alpha = \frac{\omega_s\, T_s \cdot 180}{\pi} = 106^\circ \text{ (Fig. 20).}$$

3. Die freie Schwingung im Primärkreis.

Für den Primärkreis gelten ähnliche Ueberlegungen wie für den sekundären. Wir müssen aber hier berücksichtigen, daß dem Kreise von dem Generator eine erzwungene Schwingung aufgedrückt wird.

Im gesättigten Zustand ist die Wandlerinduktivität sehr klein ($\backsim 1.10^{-4}$ Hy), daher der Primärkreis (L_I, C_I) oberhalb der Resonanz. $\omega\, L_I$ und $1/\omega\; C_I$ bestimmen denjenigen Widerstand, der für die „erzwungene Primärstromstärke J_{er}" bei bestimmter Maschinenspannung P_M maßgebend ist (Fig. 21).

Wird nun nach Ablauf der Stoßzeit der Primärkreis unter bestimmten Bedingungen (für $t = t_e : i_{eI}$, $p_{cI,e}$) sich selbst überlassen, so überlagert sich dem erzwungenen Zustande i_{er}, $P_{c,er}$) eine freie Schwingung (T_{fI}, i_f, p_f). Diese Schwingung muß für $t = t_e$ zu der erzwungenen addiert, den obengenannten Bedingungen genügen $(i_{Ie}, p_{cI,e})_{t = te}$. Die Berechnung zu Fig. 21 zeigt die Ausführung dieser Ueberlegungen.

4. Der gesamte Vorgang.

Durch Zusammensetzung von Stoßvorgang und freier Schwingung erhalten wir den gesamten zeitlichen Verlauf. Fig. 22 zeigt ein solches graphisch ermitteltes Schwingungsbild. Es ist für die gleichen Bedingungen konstruiert, unter denen das Oszillogramm Fig. 23, an der Versuchs-

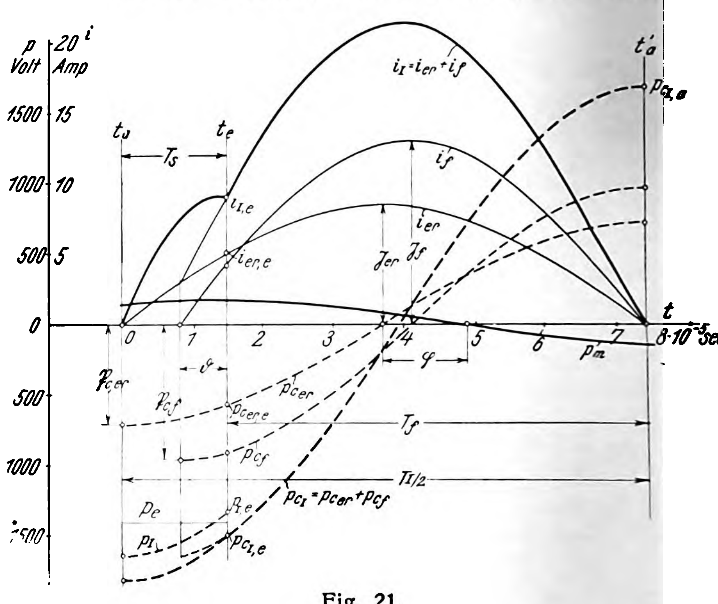


Fig. 21.

Graphische Ermittlung des Strom- und Spannungsverlaufes im Primärkreise bei belastetem Wandler.

Für $t = t_e : p_{Ie} = P_e + \mathfrak{P}_{Is} \cdot \cos\alpha = 1400 + 250 \cos 106^\circ = 135$ Volt,
$p_{cIe} = p_{Ie} + p_M = 135 + 125 \cdot \sqrt{2} = 1505$ Volt; $i_e = 9\,A$.

Für Sättigung ist die gesamte Primärinduktivität $L = L_I + L_{Str} = 1{,}55 \cdot 10^{-3}\, Hy$ daher $\omega L = 65\,\Omega$, ${}^1/\omega C_I = 85\,\Omega$, $\mathfrak{R}_I = {}^1/\omega C_I - \omega L = 20\,\Omega$.

Der erzwungene Strom ist: $\mathfrak{J}_{er} = \frac{\mathfrak{P}_M}{\mathfrak{R}_I} = 170/20 = 8{,}5\,A$, die Kondensatorspannung dazu: $\mathfrak{P}_{cer} = \mathfrak{J}_{er} \cdot {}^1/\omega\, C_I = 720$ Volt.

Die Stoßzeit T_s war $1{,}45 \cdot 10^{-5}$ sec, in Bezug auf die Grundwelle sind dies $T_s = \frac{360 \cdot 1{,}45 \cdot 10^{-5}}{1{,}48 \cdot 10^{-4}} = 36^\circ$. Daher für $t = t_e : i_{ere} = 4{,}95\,A$, $p_{cer,e} = 580$ Volt.

Für die freie Schwingung ist die Differenz der Ordinaten maßgebend: $p_{cf} = 1500 - 580 = 920$ Volt, $i_f = 9 - 4{,}95 = 4{,}05\,A$; Phasenwinkel: $tg\,\delta = \frac{i_f \cdot \mathfrak{R}_I}{p_{cf}} = 0{,}328$; $\delta = 18^\circ \cdot 10'$ ($\sqrt{L/C} = 75$);

$$\mathfrak{P}_{cf} = 920 \cdot \cos 18 = 970 \text{ Volt}, \quad J_f = 4{,}05/\sin 18 = 13\,A;$$

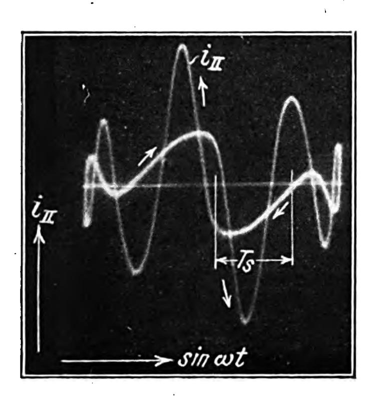
$T_{If} = 2\pi \sqrt{L \cdot C_I} = 6{,}6 \cdot 10^{-5}$ sec; $T_I = 7{,}5 \cdot 10^{-5}$ sec.

Für $t = t'_a$, Beginn des neuen Stoßes ist (aus der Figur): $i_a = i_{er} + i_f = 0$; $p_{cIa} = \mathfrak{P}_{cer} = \mathfrak{P}_{cf} + 970 + 720 = 1690$ Volt daher $p_{Ia} = p_{cIa} - p_M = 1520$ Volt, statt wie oben angenommen $p_{Ia} = 1650$ Volt.

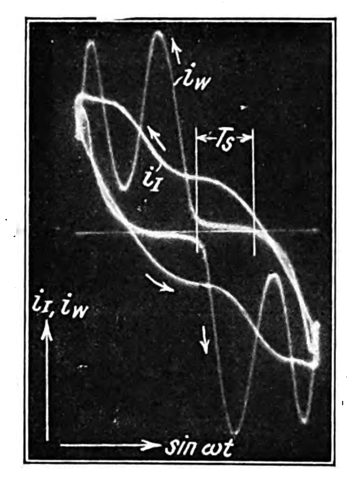
einrichtung gewonnen wurde. Die beiden Figuren zeigen eine weitgehende Uebereinstimmung, die unsere vereinfachte Lösung unter der Annahme großen Dämpfungswiderstandes zulässig erscheinen läßt. Die Berechnung zu Fig. 20 stellt die wichtigsten Punkte von Konstruktion und Messung gegenüber.

Das Oszillogramm Fig. 23 bestätigt zunächst den sinusförmigen Anstieg der Wandlerspannung p_w während der Stoßdauer T_s, die Uebereinstimmung von p_w und der

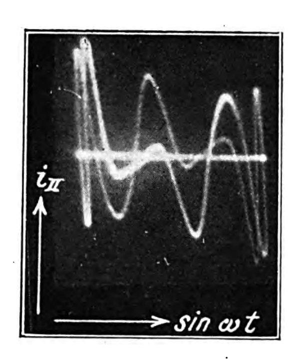
Tafel II.



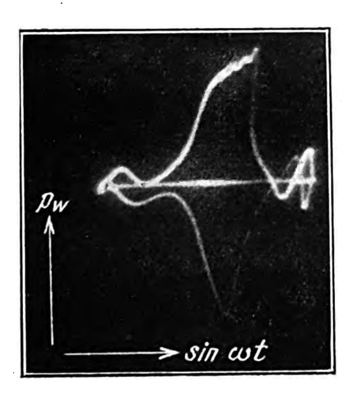
zu Fig. 23



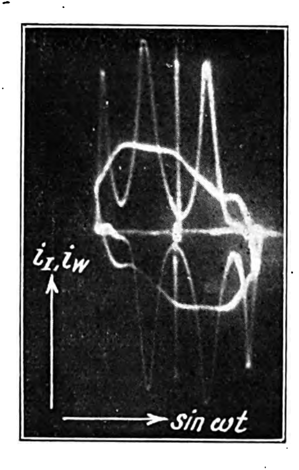
zu Fig. 23



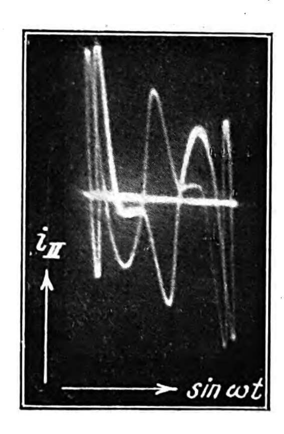
zu Fig. 36



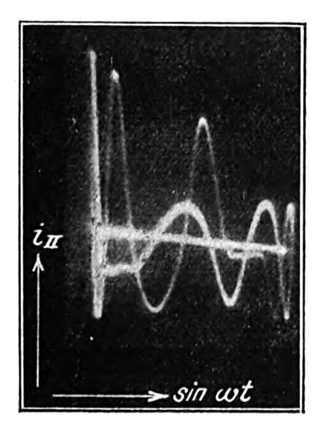
zu Fig. 31



zu Fig. 27



zu Fig. 36



zu Fig. 31

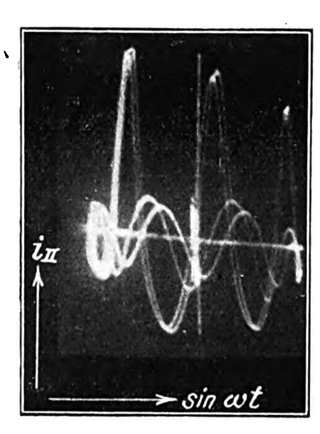


Fig. 32

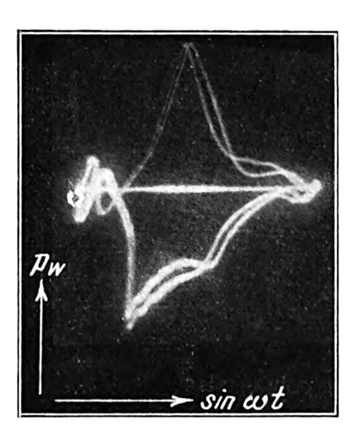
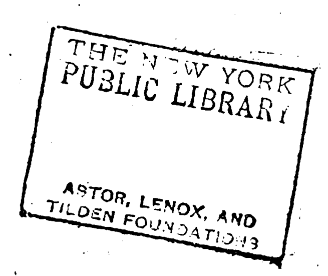


Fig. 33

Verlag von M. Krayn,
Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W. 10

Zum Aufsatz Ernst Kramar,
Frequenzvervielfachung durch Eisenwandler.





sekundären Kondensatorspannung p_{cI}, den fast horizontalen Verlauf des Wandlerstromes i_w und den annähernd symmetrischen sinusförmigen Verlauf von i_I und i_{II} [16]). Die Flußkurve wurde nach der Wandlerstromkurve i_w aus der Magnetisierungsschleife konstruiert. Alle anderen Strom- und Spannungskurven sind durch Entzerrung je zweier in

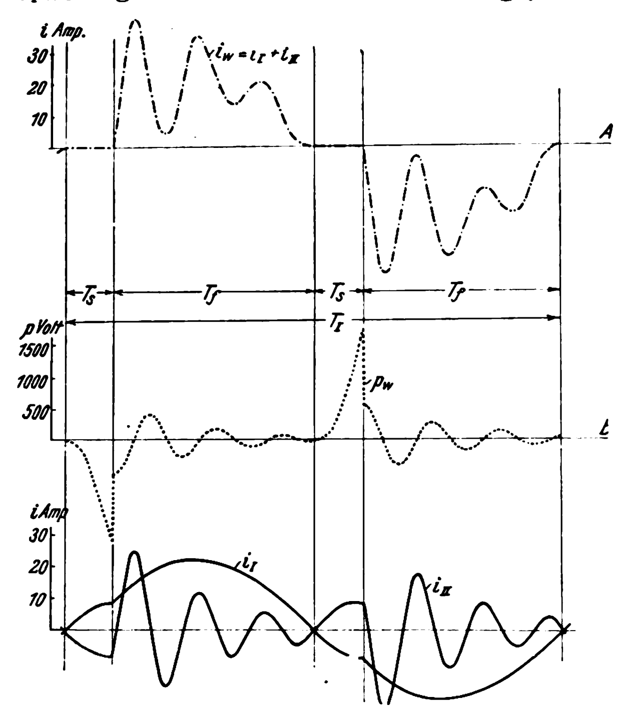


Fig. 22.
Graphische Zusammensetzung von Stoßvorgang (Fig. 20) und freier Schwingung. (Siehe auch Osc. Fig. 23)
Kurve A: Wandlerstrom $i_w = i_I + i_{II}$, Kurve B: Wandlerspannung p_w, Kurve C: Primär- (i_I) und Sekundärstrom (i_{II}) einzeln.

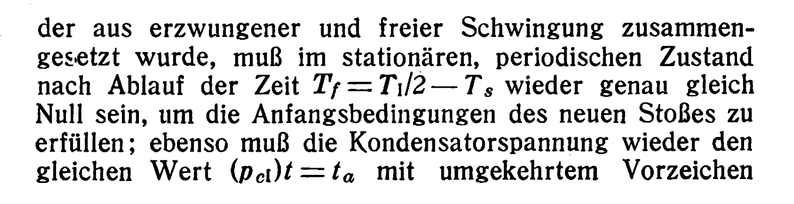
der Hilfsschwingung um 90° gedrehter Oszillogramme gewonnen. Das gleiche gilt auch für Oszillogramm Fig. 24, das die wichtigsten Kurven für Abstimmung auf die 11. Harmonische zeigt.

Die Abstimmung des Sekundärkreises erfolgte durch Verändern von C_{II}. Je höher die Vervielfachung, desto kleiner C_{II}; dadurch wird die Stoßzeit T_s verkürzt, während $p_{II,e}$ steigt. Die aufgenommene Energie $A = \frac{C_{II} \cdot p_{II\,e\,\max}^2}{2}$ fällt also nicht proportional mit C_{II}:

Harmon. H	7	9	11	13	
N Watt	870	625	515	420	Meßwerte
$p_{II\,e,\max}$ Volt	1600	1750	1890		
N/N_7	1	0,72	0,59	0,48	Meßwerte
$C_{II}/C_{II,7}$	1	0,58	0,4	0,3	Kontrolle C_{II}/C_{II_7}
$(H/H_7)^2$	1	0,61	0,4	0,29	für L_{II} = konst.'

Auch Fig. 24 bestätigt dies: für die 11. Harmonische wird die Wandlerspannung bereits größer als $= (\mathfrak{P}_{cI} - \mathfrak{P}_M)$ primär, die Spannung p_{LI} an der Primärinduktivität sinkt daher kurzzeitig unter 0.

Die graphische Zusammensetzung von Stoßvorgang und freier Schwingung macht keine Schwierigkeiten, solange die Dämpfung im Sekundärkreis groß ist, die Schwingung also annähernd abklingt. Der Primärstrom,


der aus erzwungener und freier Schwingung zusammengesetzt wurde, muß im stationären, periodischen Zustand nach Ablauf der Zeit $T_f = T_I/2 - T_s$ wieder genau gleich Null sein, um die Anfangsbedingungen des neuen Stoßes zu erfüllen; ebenso muß die Kondensatorspannung wieder den gleichen Wert $(p_{cI})t = t_a$ mit umgekehrtem Vorzeichen

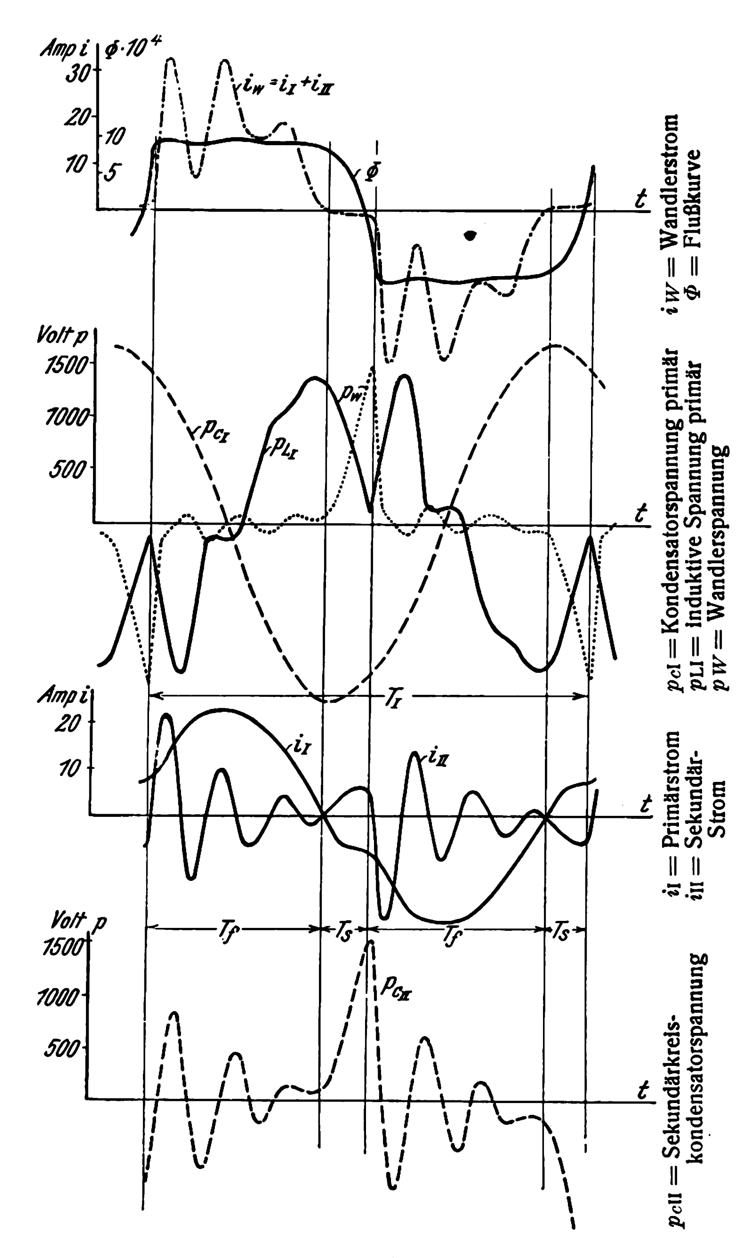


Fig. 23.
Aus den experimentell aufgenommenen Oszillogrammen ermittelte Kurven.

gegenüber der vorgehenden Halbperiode erreichen. Letzteres trifft in unserer Fig. 21 nicht genau zu[17]), die Strombedingung dagegen ist genau erfüllt.

Die Dämpfung des Sekundärkreises war in dem bisher gezeigten Fall so groß gewählt ($R = 14\,\Omega$, $\vartheta = 0{,}49$), daß die freie Schwingung bei Einsatz des neuen Stoßes annähernd abgeklungen war, wie früher vorausgesetzt wurde. Wir wollen jetzt untersuchen, wie sich die Vorgänge gestalten, wenn die Sekundärkreisdämpfung kleiner wird.

[16]) Letzterer ist auch aus den nicht entzerrten Oszillogrammen der Tafel II deutlich zu entnehmen.

[17]) Die der Berechnung zugrunde liegenden Zahlenwerte geben nur annähernd die wahren Verhältnisse wieder.



II. Der schwach gedämpfte Sekundärkreis.

Die Oeffnung unseres Schalters geschieht zu der Zeit, in der der Wandlerstrom i_w durch Null geht. Dies tritt einerseits ein, wenn die Ströme i_I und i_{II} beide einzeln gleich Null werden, wie bisher angenommen, aber auch dann, wenn $i_I = -i_{II}$ wird. Die Anfangsbedingungen lauten für diesen Fall für

$$t = t_a : i_I = -i_{II},\ C_I \text{ und } C_{II} \text{ geladen.}$$

1. Stoßvorgang und freie Schwingung.

Fig. 25 zeigt unter zunächst willkürlichen Annahmen den entstehenden Schwingungsvorgang. Aus den Anfangsbedingungen findet man wie früher für

$$P_e = \frac{p_{Ia} \cdot C_I - p_{IIa} \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}};\ \mathfrak{J}_{IIs} = \sqrt{i_a^2 + [(p_{Ia} + p_{IIa}) C_h \cdot w_s]^2};$$

$$\mathfrak{P}_{IIs} = \mathfrak{J}_{IIs} \cdot \frac{1}{w_s\ C_{II}}$$

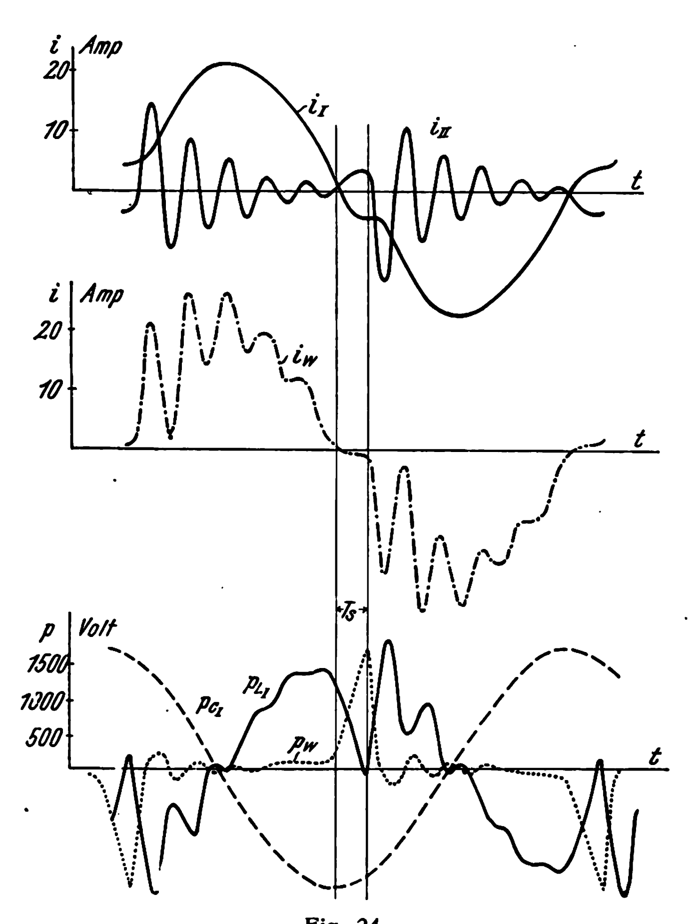


Fig. 24.
Oszillogramm-Kurven für die 11 te Harmonische.

und den Phasenwinkel der einsetzenden Schwingung

$$\text{tg}\ \alpha_1 = \frac{(p_{Ia} - p_{IIa}) C_h \cdot w_s}{i_a}$$

Wie aus der Fig. 25 hervorgeht, entlädt sich der Kondensator C_{II} zunächst, gibt also Energie an den primären ab, um erst nach Nulldurchgang des Stromes vom primären aus neu aufgeladen zu werden. Ein solcher Stoß ist also mit einem wechselseitigen Leistungsaustausch verbunden.

Auch hier können wir, wie früher, für die Stoßzeit $p_w = p_{IIs}$ setzen, es geht somit während des Absinkens der Wandlerspannung ($t_a \div t_b$ Fig. 26) bereits ein Teil des Zeitintegrales F für die nachfolgende Kondensatoraufladung ($t_b \div t_e$) verloren. Trotzdem können die nunmehr 2 Spannungsspitzen höher liegen als vordem, da ja bei Stoßbeginn ($t = t_a$) beide Kondensatoren bereits gleichsinnig geladen sind und die mittlere Spannung P_e höher wird.

Da sich der Stoßvorgang hier nicht so einfach übersehen läßt, wie bei starker Dämpfung, wollen wir zunächst

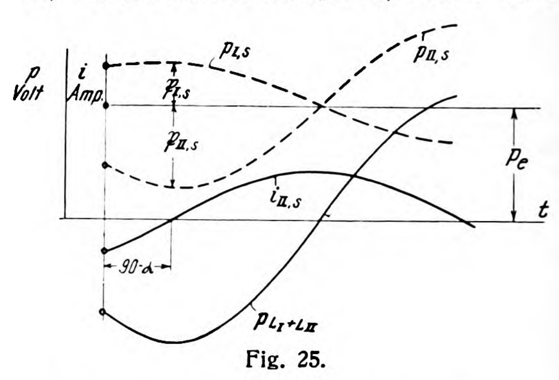


Fig. 25.

einen Fall (Fig. 26), der unter ähnlichen Bedingungen wie Oszillogramm Fig. 27 konstruiert wurde, im einzelnen

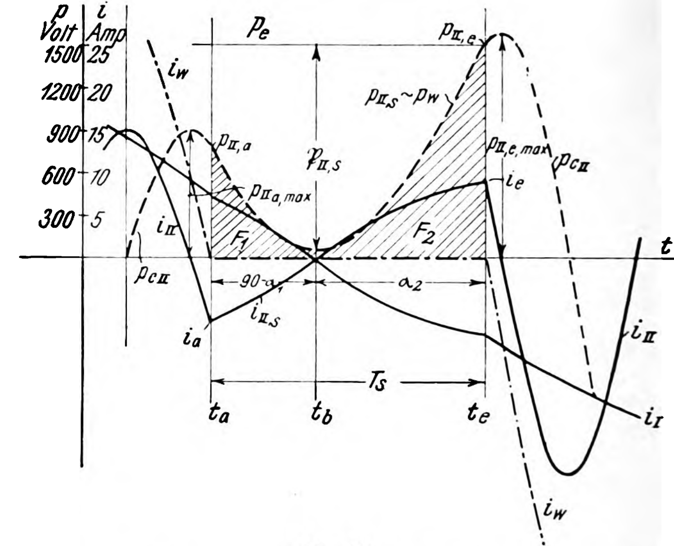


Fig. 26
Graphische Ermittlung des Stoßvorganges für die 7. Harmonische bei schwacher Sekundärkreisdämpfung.
Sämtliche Daten wie Fig. 20.

Für $t = t_a : i_I = -i_{II} = -7{,}5\,A = i_a$; $p_{IIa} = 775$ Volt; $p_{Ia} = 1650$ Volt

$$P_e = \frac{p_{Ia} \cdot C_I + p_{IIa} \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}} = 1500 \text{ Volt};$$

$$\mathfrak{J}_{IIs} = \sqrt{(i_a)^2 + [(p_{Ia} - p_{IIa})\ C_h \cdot \omega_s]^2} = \sim 9\,A$$

$$tg\ \alpha_1 = \frac{(p_{Ia} - p_{IIa})\ C_h \cdot \omega_s}{i_a} = 0{,}64,\ \alpha_1 = 32^\circ, \text{ bis zum Zeitpunkt } t_b;$$

$$\mathfrak{P}_{IIs} = \mathfrak{J}_{IIs} \cdot \frac{1}{\omega_s \cdot C_{II}} = 1450 \text{ Volt};\ \frac{P_e}{\mathfrak{P}_{IIs}} = 1{,}04;$$

$$\frac{F \cdot \omega_s}{\mathfrak{P}_{IIs}} = 0{,}88.$$

Für die Bestimmung der Fläche gilt hier $F = F_1 + F_2$

$$= \int_{t=t_a}^{t=t_b} (P_e - \mathfrak{P}_{IIs} \cos \omega_s\ T_s)\, dt + \int_{t=t_b}^{t=t_e} (P_e - \mathfrak{P}_{IIs} \cos \omega_s\ T_s)\, dt \text{ daher:}$$

$\frac{F \omega_s}{\mathfrak{P}_{IIs}} = \frac{P_e}{\mathfrak{P}_{IIs}} \cdot \omega_s\ T_s - \sin \omega_s\ T_s$; gleiche graphische Lösung wie früher bei Drehung der $\omega_s\ T$ — Linie. —

Für $(90 - \alpha_1) = 58^\circ$ ist $\omega_s\ T_{s_1} \sim 1$, $\frac{F_1\ \omega_s}{\mathfrak{P}_{IIs}} = 0{,}2$; für Spannungsanstieg ($t_b \div t_e$) $\frac{F_2 \cdot \omega_s}{\mathfrak{P}_{IIs}} = 0{,}88 - 0{,}2 = 0{,}68$ hierfür ist $\omega_s\ T_{s_2} = 1{,}68$, $\alpha_2 \sim 90^\circ$;

gesamte Stoßzeit $T_s = T_{s_1} + T_{s_2} = \frac{1 + 1{,}68}{1{,}27 \cdot 10^5} = 2{,}1 \cdot 10^{-5}$ sec.

Für $t = t_e$: $p_{IIe} = P_e$, $N = f_I \cdot C_{II}\ (_{IIe}^2\ p_{max} - p_{IIa}^2{}_{max}) = 6750 \cdot 5 \cdot 10^{-8} (1500^2 - 900^2) = 490$ Watt.

untersuchen. Zur Bestimmung der Stoßzeit T_s wird hier das Zeitintegral F in zwei Teilen eingesetzt; die Fläche bis zum Spannungsminimum $(t_a \div t_b : F_1)$ wird aus den Anfangsbindungen berechnet und aus der verbleibenden Fläche $(F - F_1 = F_2)$ die Zeit für den Spannungsanstieg $(t_b \div t_e)$ bestimmt. Die Lösung für die Funktion $\omega_s T_s$ findet man auch hier am einfachsten graphisch. (Siehe Berechnung zu Fig. 26.)

Aus den Strom-Spannungsverhältnissen zu Ende des Stoßes (für $t = t_e : p_{IIe}, i_e$) findet man ebenso wie früher

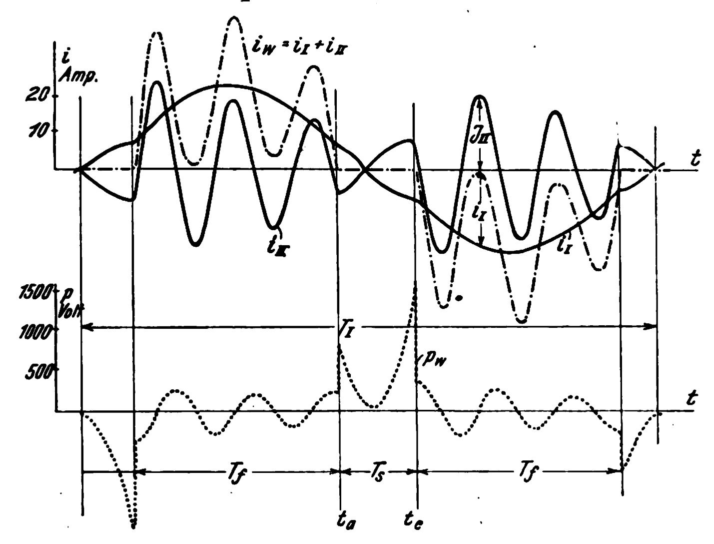


Fig. 26a
Theoretisch berechnete Kurven.

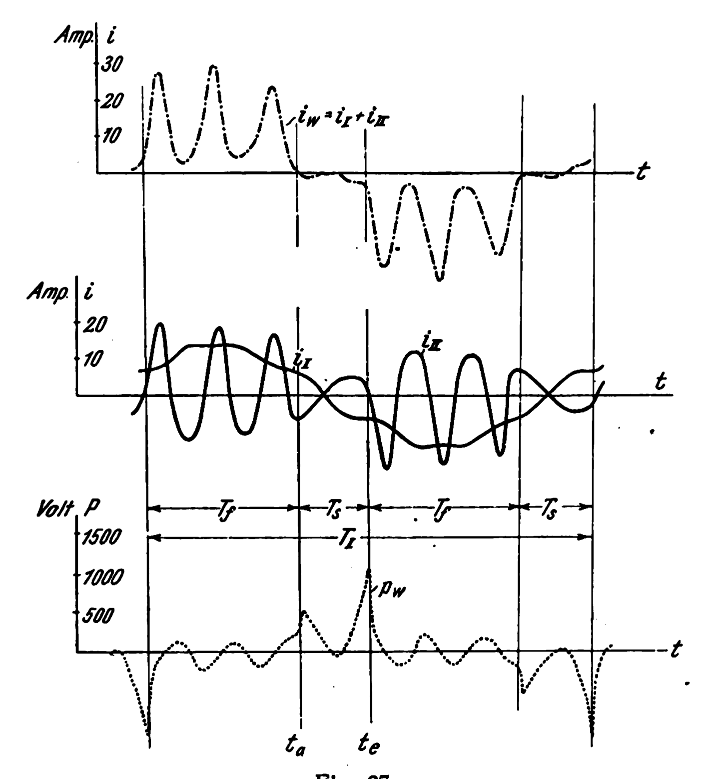


Fig. 27.
Aus experimentell aufgenommenen Oszillogrammen konstruierte Kurven.

Amplitude und Phase der freien Schwingung. Die Differenz aus Eingangsenergie (letzte Amplitude vor dem Stoß $p_{IIa\,max}$) und erster Amplitude der freien Schwingung ($p_{IIe\,max}$) ergibt die durch den Stoß zugeführte Leistung

$$N = f \cdot C^{II} (p_{IIe\,max}^2 - p_{IIa\,max}^2).$$

Das Verhältnis dieser zwei Amplituden bestimmt andererseits für die Konstruktion den Dämpfungswiderstand R wie in der Berechnung ausgeführt.

Als Bestätigung unserer Konstruktion zeigt das Oszillogramm Fig. 27 ein Schwingungsbild, das unter ähnlichen Versuchsdaten erhalten wurde.

Die wichtigste Frage lautet zunächst: kann bei schwach gedämpftem Sekundärkreis mehr Energie übertragen werden als bei starker Dämpfung und welcher Sekundärkreiswiderstand gewährleistet die größte Energieübertragung?

Wir werden zweckmäßig zunächst graphisch feststellen, welche Stoßformen überhaupt möglich sind und dann an Hand einiger Beispiele die Differenz der ankommenden und abgehenden Energien bilden, um diese Fragen beantworten zu können.

Die Bedingung für Stoßanfang lautete $i_I + i_{II} = 0$ (siehe Vorzeichenwahl an Fig. 1). Wir gehen folgenden Weg: der Primärstrom sei fest angenommen, und zwar positiv, der

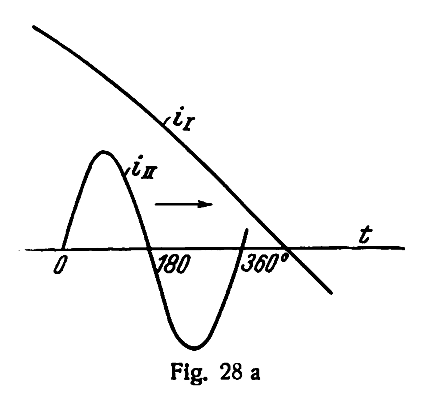


Fig. 28 a

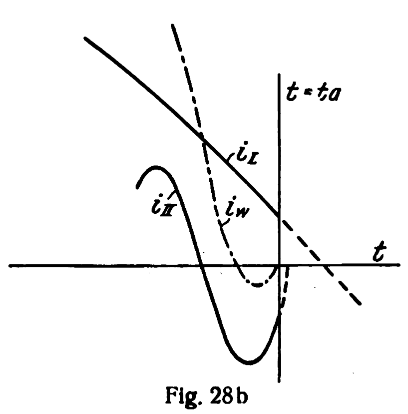


Fig. 28b

Sekundärstrom werde in der angedeuteten Weise (Fig. 28a) verschoben; wann ist ein Stoß möglich?

Es ist von vornherein klar, daß für die positive Halbwelle von i_{II} die Bedingung $i_I + i_{II} = 0$ nicht zu erfüllen ist, ausgenommen für $i_I = i_{II} = 0$, d. h. für 0° und 180° Sekundärkreisschwingungen, welche mit der negativen Halbwelle gemeinsam sind. Die positive Halbwelle scheidet also aus.

Für die negative Halbwelle (180° — 360°) dagegen ist die Strombedingung bei richtiger Phasenlage der Ströme durchweg zu erfüllen. Es kommt hier aber ein weiterer Umstand hinzu: der Stoß wird naturgemäß dort einsetzen, wo zum ersten Male $-i_{II} = i_I$ wird, es darf also auch vor dem Stoß in keinem Augenblick $-i_{II} > i_I$ sein; ein Zustand, wie ihn Fig. 28b zeigt, ist also auch nicht möglich. Für $t = t_a$ muß die Tangente an die Sekundärschwingung geringere Neigung haben als an die primäre. Diese Tangentenbedingung kann in der zweiten Hälfte der negativen Halbwelle der Sekundär-

schwingung nur erfüllt werden, wenn die Dämpfung verhältnismäßig groß ist, wie weiter unten berechnet wird.

Für schwache Dämpfung käme also nur ein Stoßeinsatz zwischen 180° und 270° (oder etwas mehr) in Frage, aber auch hier wird noch eine weitere Einschränkung hinzukommen. Wir konstruieren zunächst unter Annahme einer

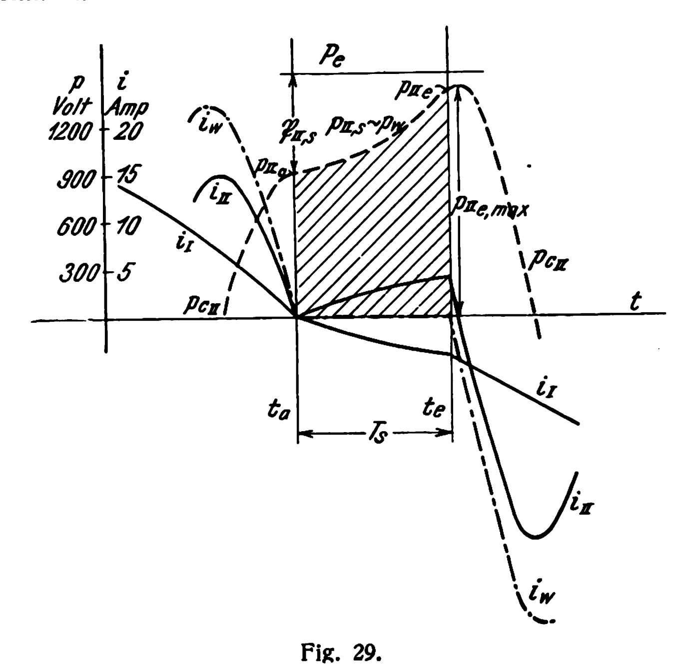


Fig. 29.

bestimmten Sekundärkreisschwingung für gleichbleibende Daten (C_I, C_{II} F usw.) verschiedene Stoßeinsätze. Fig. 29 zeigt den „Fall 180°“. Der Einfachheit halber wird der geringe Anstieg der Kondensatorspannung p_{cII} nach dem Stoße vernachlässigt, es kann dann $p_{IIe} = p_{IIe\,max}$ gesetzt werden. Die übertragene Leistung ist hier $N = 385$ Watt.

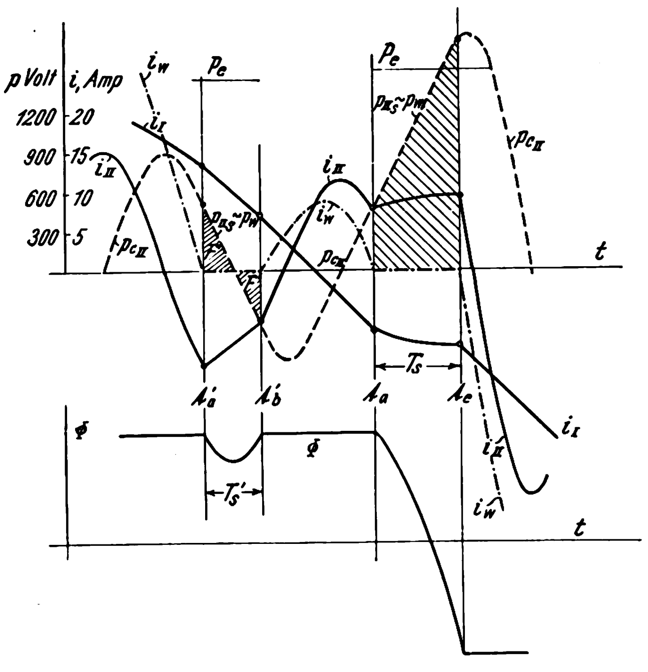


Fig. 30.

Für gleiche Primär- und Sekundärkreisdaten (abgesehen vom Widerstand R) war $N = 1{,}15$ kW für starke Dämpfung. Der nächste Fall, Einsatz des Stoßes bei 210° Sekundärkreisschwingung gibt größere Energieübertragung (Fig. 26, 490 Watt). Wir versuchen jetzt den Stoßeinsatz bei 240° Sekundärkreisschwingung zu konstruieren (Fig. 30). Es zeigt sich, daß die Amplitude der Sekundär-Kondensator-Spannung während des Stoßes $\mathfrak{P}_{IIs}$ viel größer ist, als der Endwert P_e, um den die beiden Kondensatorspannungen pendeln; die Spannung von C_{II} wechselt also innerhalb des Stoßes ihr Vorzeichen und damit die Wandlerspannung p_w. Während einer ersten Stoßzeit T'_s würde also nach einer teilweisen Durchmagnetisierung des Wandlers ein Rückgang eintreten, wie dies in der Figur durch den zeitlichen Flußverlauf $\Phi = f(t)$ zwischen t'_a und t'_b, angedeutet ist. Sind die beiden schraffierten Flächen F' (Fig. 30) gleich geworden, so muß der Stoß wieder aufhören. Nach einer kurzen freien Schwingung sind die Anfangsbedingungen für einen neuen, zweiten Stoß wieder erreicht, der jetzt in der angedeuteten Weise verlaufen müßte. Ein solcher Stoß kommt aber in Wirklichkeit nicht zustande, ohne daß aus der Konstruktion ein Grund dafür angegeben werden könnte[18]. Ein Beweis kann hier wohl nur durch mathematische Formulierung der Stabilitätsbedingungen gegeben werden.

Wir finden also empirisch als weitere Grenzbedingung

$$\mathfrak{P}_{IIs} = \mathfrak{J}_{IIs} \cdot \frac{1}{\omega_s C_{II}} \overline{\overline{<}} P_e$$

Diese Bedingung ausgeführt, ergibt für den Strom zu Beginn des Stoßes

$$i_a^2 \overline{\overline{<}} \omega_I^2 \cdot C_{II} \cdot p_{IIa} [p_{IIa}(C_{II} - C_I) + 2 p_{Ia} C_I].$$

Ohne auf die Auswertung dieser Gleichung näher einzugehen, können wir feststellen, daß p_{aI} für ein bestimmtes i_a einen gewissen Wert nicht unterschreiten darf, somit von der durch die Gleichung bestimmten Grenze[19]) an alle weiteren Fälle nicht eintreten können.

Für schwach gedämpften Sekundärkreis kann der Stoß also nur etwa im ersten Viertel der negativen Halbwelle der Sekundärkreisschwingung einsetzen. Wir finden diese Behauptung in den Oszillogrammen Fig. 27, 36 usw. weiter unten bestätigt.

Es wird bei keinem der hier eingegrenzten Stoßeinsätze durch die Ummagnetisierung eine so große Energieübertragung stattfinden, wie sie bei starker Dämpfung erreicht würde. Denn selbst im günstigsten Falle, wenn p_w die Nulllinie tangiert, und dann wieder ansteigt, wird der für den Anstieg in Betracht kommende Teil des Zeitintegrales der Wandlerspannung um den für den Abfall verbrauchten Teil verkleinert ($F_2 = F - F_1$) und selbst wenn durch steileren Anstieg (P_e ist hier größer als bei starker Dämpfung) die gleiche Endspannung p_{eII} wie bei starker Dämpfung erreicht würde, muß die ankommende Energie von der abgehenden noch abgezogen werden.

Es wird daher jetzt die Frage des günstigsten Belastungswiderstandes zu erörtern sein. Da bei ganz großer Dämpfung die Sekundärkreisleistung wieder sinken muß (für $R = \infty$ wird $J_{II} = 0$) müssen wir den Belastungswiderstand möglichst so wählen, daß beim Stoß eine Energieübertragung ohne vorhergehende Energierücklieferung stattfindet. Dann gelten auch hier die für „starke Dämpfung“ erörterten Bedingungen. Wir kommen also für $i_I = i_{II} = 0$ auf den vorhin erwähnten Fall des Stoßeinsatzes für 360° Sekundärkreisschwingung zurück und erörtern jetzt die dort aufgestellte Tangentenbeziehung: Gleichheit

[13]) Im Braunschen Rohre wurde dagegen einwandfrei festgestellt, daß teilweise Durchmagnetisierungen des Kernes bis in den steilen Teil der Magnetisierungsschleife nie auftreten. Wird bei allmählicher Aenderung der Versuchsbedingungen ein Schwingungszustand erreicht, bei dem eine solche Magnetisierung eintreten müßte, so stellt sich sprunghaft ein anderer Zustand ein.

[19]) Bei unserem Beispiel von ca. $\alpha \backsim 215°$ an.

der Tangenten für Primär- und letzte Halbperiode, der Sekundärkreisschwingung bei Nulldurchgang.

Nun ist die Tangente an eine Sinusschwingung bei Nulldurchgang gegeben durch $\mathfrak{J}\omega$, somit $\mathfrak{J}_I \cdot \omega_I = i_{IIa\,max} \cdot \omega_{II}$[20]) die gewünschte Beziehung. Vom Ende des Stoßes vergehen etwa $\left(\frac{k-1}{2}\right)$ Schwingungen bis zur letzten Amplitude vor dem neuen Stoß; auf die erste Spannungsamplitude am Kondensator ($p_{IIe,\,max}$) bezogen ist daher

$$i_{IIa\,max} = p_{IIe\,max}\sqrt{\frac{C_{II}}{L_{II}+L_{Str}}}\cdot e^{-\delta T}$$

$$\delta T = \frac{R}{2(L_{II}+L_{Str})}\cdot\frac{k-1}{2}\cdot 2\pi\sqrt{C_{II}\cdot(L_{II}+L_{Str})}$$

$$= \frac{k-1}{2}\pi\cdot R\cdot\sqrt{\frac{C_{II}}{L_{II}+L_{Str}}}.$$

Setzen wir dies in die Tangentenbeziehung ein,

$$\mathfrak{J}_I\cdot\omega_I = i_{IIa\,max}\cdot\omega_{II} = \omega_{II}\cdot p_{IIe\,max}\cdot\sqrt{\frac{C_{II}}{L_{II}+L_{Str}}}\cdot e^{-\delta\cdot T}$$

so wird der „Grenzwiderstand"

$$R_g = \frac{2}{(k-1)\cdot\pi}\cdot\sqrt{\frac{L_{II}+L_{Str}}{C_{II}}}\cdot ln\frac{1}{\omega_I\cdot(L_{II}+L_{Str})}\cdot\frac{p_{IIe\,max}}{J_I\cdot\sqrt{2}}. \qquad (5)$$

Für unseren Kreis, 7. Harmonische, ergibt sich z. B.:

$$R_g = \frac{2}{6\,\pi}\cdot 60\cdot ln\cdot\frac{1}{1{,}9\cdot 10^{-4}}\cdot\frac{1}{42\cdot 400}\cdot\frac{1500}{15\cdot\sqrt{2}} = 13{,}7\ \Omega.$$

Die Messung gibt einen etwas kleineren Wert, die maximale Leistung bei $J_I = 15$ A primär ist 900 Watt, bei $R_{II} \sim 10$ Ohm[21]).

2. Der gesamte Vorgang.

Die Schwierigkeit unseres Problems liegt bei schwacher Dämpfung darin, daß einerseits die Stoßzeit T_s von den Anfangsbedingungen des Stoßes (für $t = t_a$) abhängig ist, andererseits aber durch die Stoßzeit die erste Amplitude der freien Schwingung, sowie deren Phase bestimmt wird, und daher rückwärts wieder die Anfangsbedingungen des nächsten Stoßes. Ein günstiger Arbeitszustand kann aber nur eintreten, wenn der Zeitraum einer Halbperiode Grundfrequenz ($T_I/2$) durch **eine** Stoßzeit und eine beliebige Anzahl Perioden freier Schwingung in der Zeit T_f lückenlos so ausgefüllt wird, daß die Anfangsbedingungen jedes Stoßes mit wechselndem Vorzeichen immer die gleichen sind (vgl. Fig. 27; Fig. 36). Als günstig wurde dieser Arbeitszustand deswegen bezeichnet, da er zweifellos die größte Energieausbeute aus den einzelnen Stößen gewährleistet.

Es kann aber auch der Fall eintreten, daß nur jeder zweite Stoß Energie zuführt, die dazwischenliegenden Spannungsspitzen des Wandlers aber unwirksam bleiben, wie dies bei Abstimmung auf gradzahlige Harmonische der Fall ist. Oszillogramm Fig. 31 zeigt eine solche Schwingungsform. Die erste Spannungsspitze (*a*) führt dem Sekundärkreis Leistung zu, die zweite (*b*) führt etwas Energie ab[22]), und erst die dritte Spitze (*a'*) schafft wieder neue Energie nach. Es ist klar, daß durch eine solche Abstimmung bestenfalls die Hälfte derjenigen Wirkleistung an den Sekundärkreis abgegeben werden kann, als es bei Abstimmung auf ungeradzahlige Harmonische möglich ist.

Bei ganz geringer Dämpfung kann bei entsprechender Abstimmung sogar eine Sekundärkreisschwingung entstehen, die erst nach zwei oder mehreren Perioden Grundfrequenz wieder mit den gleichen Anfangsbedingungen einsetzt. Osz. Fig. 32 u. 33 (Tafel II) zeigt einen solchen Schwingungszug, der sich erst nach zwei vollen Umläufen (2 Perioden f_I) wieder schließt. Die Energieausbeute wird natürlich hier immer geringer. Wir wollen auf diese Sonderfälle nicht weiter eingehen, sondern zu unserer einfachen symmetrischen Spannungspitzenfolge zurückkehren.

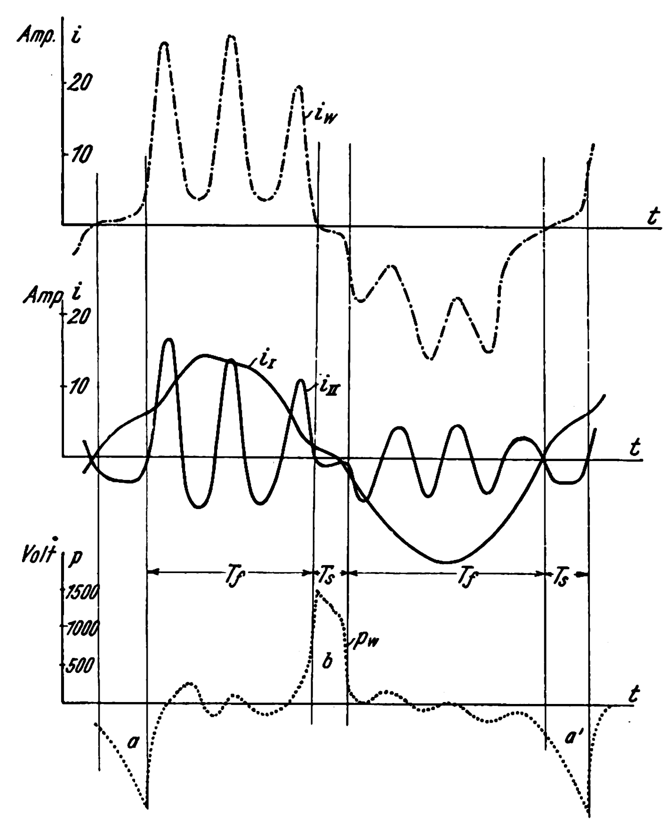


Fig. 31.
Oszillogramm-Kurven für die 6 te Harmonische.

Die graphische Zusammensetzung aus Stoßvorgang und freier Schwingung bietet hier wegen der obenerwähnten Beeinflussung der Enddaten des Stoßvorganges auf die Anfangsbedingungen des nächsten Stoßes größere Schwierigkeiten. Am schnellsten kommt man durch einige Proben zum Ziele; eine Lösung ist hier wohl nur durch mathematische Behandlung des Problems möglich. Graphisch können wir die zwei möglichen Grenzzustände für ungedämpften Sekundärkreis erfassen, wie weiter unten gezeigt wird.

Für die freie Schwingung nach dem Stoßvorgang finden wir eine Grenzstromstärke, die durch das Verhältnis der Amplitude des Sekundärkreisstromes zum zugehörigen Momentanwert des primären gegeben ist (Fig. 26b): Würde nämlich bei der ersten positiven Halbwelle der Sekundärkreisschwingung $J_{II} \gtreqless i_I$ werden, so würde $i_w = i_I + i_{II} \lesseqgtr 0$, d. h. der Wandlerstrom würde sein Vorzeichen umkehren, es müßte eine neue Ummagnetisierung, ein zweiter Stoß eintreten. Durch entsprechende Wahl der Größen wurde ein solcher zweiter Stoß für verschiedene Phasen des Sekundärstromes durchkonstruiert (Fig. 34a, Fig. 34b). Aus dem Verhältnis der Kondensatorspannungs-Amplituden geht hervor, daß ein solcher Doppelstoß nur eine

[20]) $i_{IIa\,max}$ = letzte Stromamplitude vor dem Stoß.

[21]) Ohne Kupfer- und Wandlerverluste des Sekundärkreises.

[22]) $N = \frac{1}{T}\int p_w\cdot i_{II}\cdot dt$. Bei (*a*) ist p_w negativ, i_{II} negativ, bei (*b*) ist p_w positiv, i_{II} negativ $(a') = (a)$.

teilweise Durchmagnetisierung des Wandlers hervorrufen würde (ähnlich dem früheren Falle, wenn $\mathfrak{P}_{IIs} > P_e$ wird), also keine Energieübertragung, sondern nur eine Verschiebung der Phasenlage des Sekundärstromes bedeutet.

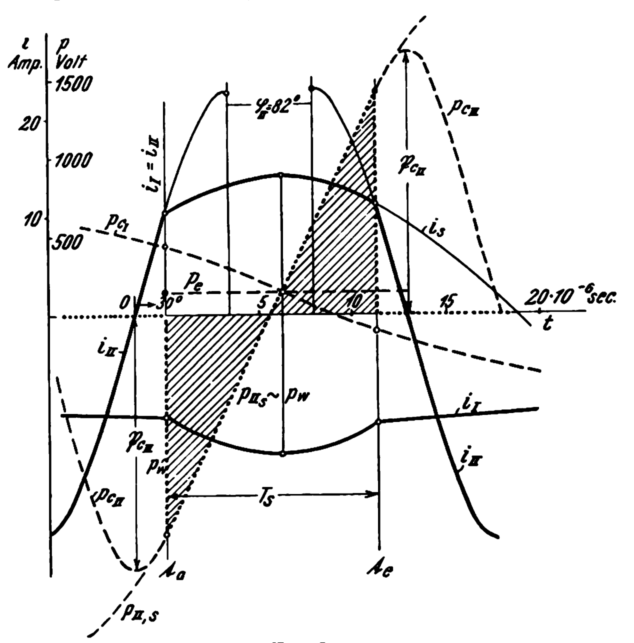


Fig. 34a
30° nach Nulldurchgang des Sekundärkreisstromes i_{II} wird $- i_I = i_{II}$, d. h. $i_w = 0$)

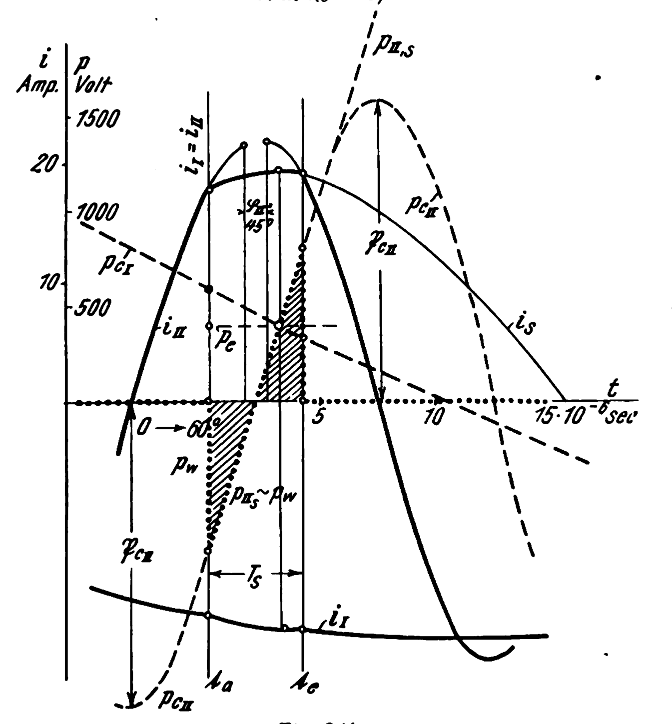


Fig. 34b
60° nach Nulldurchgang des Sekundärkreisstromes i_{II} wird $- i_I = i_{II}$ d. h. $i_w = 0$.

Die Schwingung wird, anscheinend aus diesem Grunde, instabil, wie der Versuch zeigt, es bildet sich dann ein anderer Schwingungszustand mit kleinerem Strome aus.

Wir können also als Strombegrenzung annehmen, daß

$$\mathfrak{J}_{II} \overline{\gtrless} J_I \cdot \sqrt{2} \cdot \sin \frac{360}{T_I} \cdot \frac{3\, T_{II}}{4} \text{ oder } J_{II} \overline{\gtrless} J_I \sin \frac{270}{k}\,[23] \quad (6)$$

[23]) $\frac{3}{4} \cdot T_{II}$ für die erste positive Stromamplitude gibt die untere Grenze (z. B. Fig 35a). Im allgemeinen werden ca. $7/8 \cdot T_{II}$ sec. bis zur Stromamplitude (z. B. Fig. 20, 27 usw.)

Diese Ueberlegung gilt für alle Belastungsfälle, für starke Dämpfung ist dann nicht der Effektivwert des Sekundärstromes maßgebend, sondern die erste positive Stromamplitude, die verhältnismäßig leicht berechnet werden kann.

3. Der ungedämpfte Sekundärkreis, Zieherscheinungen.

Ist im Sekundärkreis kein Energieverbrauch vorhanden, so darf beim Stoß auch keine Energie an den Sekundärkreis abgegeben werden. Es muß dann die Sekundärkreis-Kon-

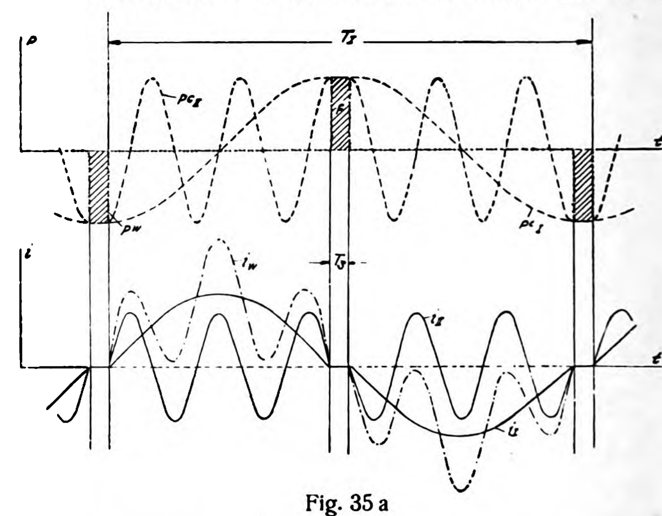


Fig. 35a

densator-Spannung vor und nach dem Stoß die gleiche sein. Wir werden daher ohne weiteres die beiden Grenzfälle für maximalen Sekundärstrom zeichnen können.

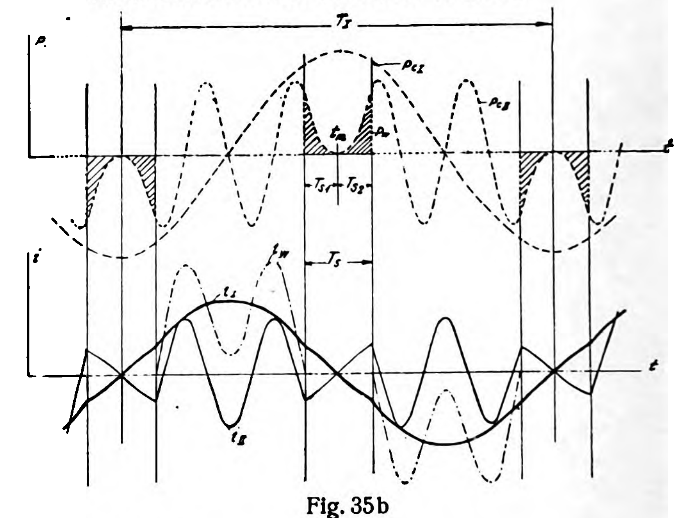


Fig. 35b

1. Die Primär- und Sekundärkreiskondensatorspannungen sind gleich groß (Fig. 25a, willkürliche Annahmen); außerdem ist der Primär- und Sekundärkreisstrom während der Stoßzeit T_s gleich Null.

2. Die Wandlerspannung tangiert während der Mitte des Stoßes zur Zeit t_m die Null-Linie, der Strom ist vor dem Stoß ebensoviel negativ, wie zu Ende der Stoßzeit positiv (oder umgekehrt). (Fig. 35b.)

Der erste Fall verlangt als Strombegrenzung

$$J_{II} \cdot \frac{1}{\omega_{II} \cdot C_{II}} = \frac{J_I}{\omega_I \cdot C_I}; \text{ oder } J_{II} = \frac{J_I \cdot \omega_{II}\, C_{II}}{\omega_I\, C_I} \sim J_I \cdot \frac{k \cdot C_{II}}{C_I}$$

Es tritt die kürzeste Stoßzeit, die möglich ist, ein, da der Stoß rechteckig verläuft: $T_s \cdot J_I \cdot \sqrt{2} \cdot \frac{1}{\omega_I\, C_I} = F$, daher

$T_{s\,min} = \frac{F \cdot \omega_I \cdot C_I}{J_I \cdot \sqrt{2}}$ für unseren Wandler zum Beispiel: $T_{s\,min} = 0{,}55 \cdot 10^{-5}$ sec gegenüber $T_s = 1{,}45 \cdot 10^{-5}$ sec bei starker Dämpfung und den noch größeren Stoßzeiten bei schwacher Dämpfung.

Umgekehrt muß beim zweiten Fall die längste Stoßzeit auftreten, die möglich ist; da der Stoß symmetrisch verläuft (Fig. 35b), können wir hier für die halbe Stoßzeit $T_{s_1} = T_{s_2} = \frac{T_s}{2}$ setzen, dann ist $\omega_s T_{s_1} - \sin \omega_s T_{s_1} = \frac{\omega_s \cdot F}{2\, \mathfrak{P}_{II s}}$ und $T_{s\,max} = 2\, T_{s_1}$ für unseren Wandler z. B. $T_{s\,max} = 2{,}2 \cdot 10^{-5}$ sec. In beiden Fällen gilt außerdem die durch Gleichung (6) bestimmte Strombegrenzungsbedingung.

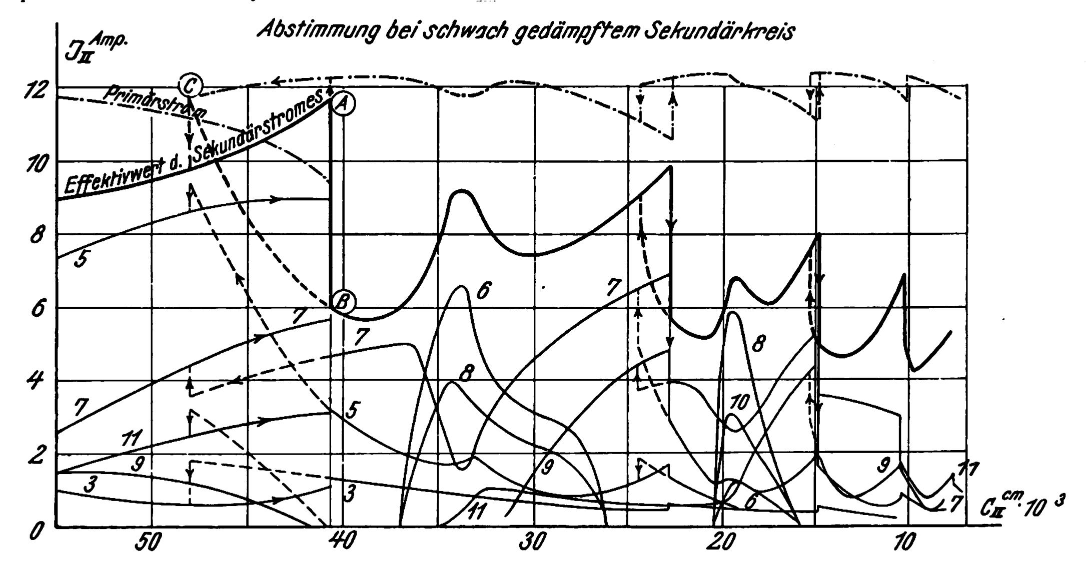


Fig. 36.
Sekundärkreisstrom (stark ausgezogen) sowie die einzelneu Harmonischen (3, 5, 7), aus denen er sich zusammensetzt, in Abhängigkeit von der Sekundärkreisabstimmung.

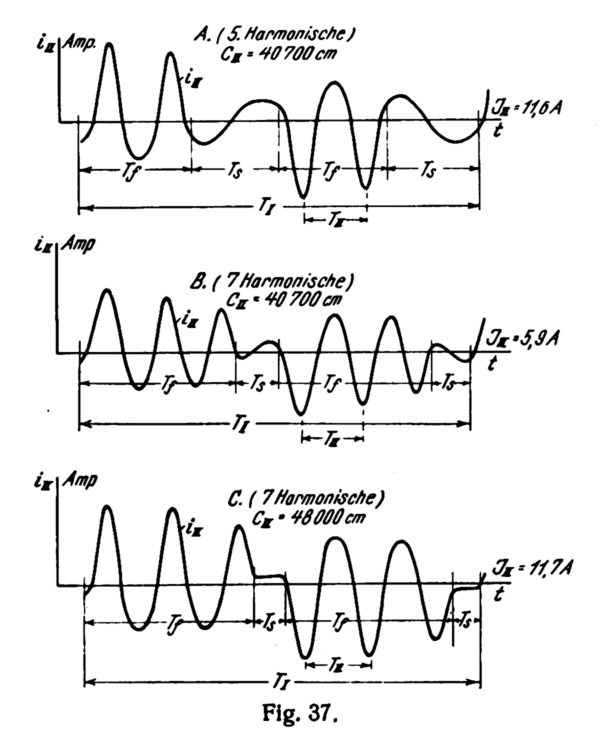


Fig. 37.

Da einzelne Schwingungszustände im Sekundärkreis labil sind, treten bei Veränderung des Sekundärkreiskondensators C_{II} bei geringer Dämpfung Sprung- und Zieherscheinungen auf. Fig. 36 zeigt stark ausgezogen die Abstimmkurve $J_{II} = f(C_{II})$ der Versuchsanordnung ohne besonderen Belastungswiderstand. Man erkennt, daß beim Verkleinern von C_{II} an drei verschiedenen Stellen (C_{II} = 40 700, 22 600, 14 900 cm) sprunghafte Aenderungen der Stromstärke eintreten; beim Vergrößern von C_{II} verläuft die Kurve anders (in Fig. 37 gestrichelt eingezeichnet). Das erste Sprung- und Ziehgebiet *A, B, C* wurde noch genauer untersucht: Osz. Fig. 36 Kurve *A* u. *B* zeigt den Stromverlauf von $C_{II} = 40\,700$ cm vor und nach dem Sprung, Kurve *C* für $C_{II} = 48\,000$ cm bei Rückgang, entsprechend den Punkten *A, B, C* in Fig. 37.

Die beiden Grenzfälle (Kurve *A* und *C*) zeigen eine gute Uebereinstimmung mit unseren Figuren 35b und 35a. Wird C_I verkleinert (Annäherung an Punkt *A*, Fig. 36), so muß der Stoß immer breiter werden, da sich der Stoßeinsatz bei der Sekundärkreisschwingung nicht sehr verschieben kann, wie früher gezeigt wurde: T_f wird also mit T_{II} kleiner, daher $T_s = T_I/_2 - T_f$ größer. Ist die Grenze erreicht (Kurve *A* und Fig. 35b), so entsteht bei weiterer Verkleinerung von C_{II} sprunghaft ein anderes Bild: Es schiebt sich eine volle Periode Sekundärkreisschwingung mehr zwischen zwei Stoßzeiten ein, die Stoßzeit selbst wird kurz (Kurve *B*). Wird C_{II} jetzt wieder vergrößert, so bleibt dieser Schwingungszustand bestehen; T_{II} wird größer, der Stoßeinsatz verschiebt sich immer mehr gegen 180° zurück, die Stoßzeit wird immer kürzer: ist hier der Grenzfall erreicht, (Kurve *C* und Fig. 35a), so setzt sprunghaft der frühere Schwingungszustand, Kurve *A*, mit einer Sekundärkreisschwingung weniger, ein.

Bemerkenswert ist in dem Osz. Fig. 37 die Verschiedenheit der positiven und negativen Halbwellen der freien Schwingung. Wegen der großen Amplituden von i_{II} nähert sich der Wandlerstrom $i_w = i_I + i_{II}$ (z. B. Osz. Fig. 27) der Null-Linie, die Steilheit der Magnetisierungsschleife, die ein Maß für die „momentane Induktivität“ des Wandlers ist, wird dort größer, und dadurch die Periodendauer gedehnt. Die Fläche der positiven Halbwelle der freien Schwingung muß gleich der negativen sein, die Amplituden sind daher je nach der Breite der Halbwelle verschieden hoch.

IV. Die Nebenwellen[24]).

Um ein Bild von der Stromzusammensetzung im Stoßkreis zu erhalten, wurde eine praktische Analyse dieses Stromes mittels Resonanzvoltmeters (Fig. 6) vorgenommen, indem aus den mit diesem Voltmeter gemessene Spannungen der einzelnen Harmonischen am Kondensator C_{II} die Ströme errechnet wurden. In Fig. 36 ist über C_{II} als Abzisse der zugehörige Sekundärkreisstrom aufgetragen, und zwar der gesamte Effektivwert (stark ausgezogen) und die einzelnen Harmonischen, aus denen er besteht. Das Bild zeigt wohl deutlich, daß von einer bestimmten Sekundärfrequenz nicht gesprochen werden kann, wenn auch die Zahl der Strommaxima innerhalb einer Periode Grundfrequenz in Fig. 37, 31 usw. diejenige Harmonische andeuten, die am stärksten vertreten ist. Im Kreise lag bei der Aufnahme der wiedergegebenen Stromkurven kein besonderer Ohmscher Widerstand, also nur Kupfer-, Kondensator- und Wirbelstromverluste wirkten dämpfend.

groß zu wählen, daß während des Stoßes eine einfache Energieübertragung an den Sekundärkreis ohne anfängliche Rücklieferung stattfindet. Letzteres ist der Fall, wenn der Dämpfungswiderstand gleich dem Grenzwiderstande R_g (Formel 5) wird.

Die erste Bedingung $T_s = T_{II}/2$ ausgeführt, ergibt, da $\frac{T_{II}}{2} \sim \frac{1}{2k} \cdot 2\pi\sqrt{L_I \cdot C_I}$ ist und da weiterhin der Stoßwinkel α durch die Beziehung $\alpha^\circ = \frac{360\, T_s}{2\pi\sqrt{L_I \cdot C_h}}$ gegeben ist:

$$\alpha^\circ = \frac{360 \cdot T_s}{2\pi\sqrt{L_I} \cdot \sqrt{\frac{C_I \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}}}} = \frac{360}{2\pi\sqrt{L_I} \cdot \sqrt{\frac{C_I \cdot C_{II}}{C_I + C_{II}}}} \cdot \frac{\pi}{k}\sqrt{L_I \cdot C_I}$$

$$= \frac{180}{k} \cdot \sqrt{\frac{C_I + C_{II}}{C_{II}}} \qquad (7)$$

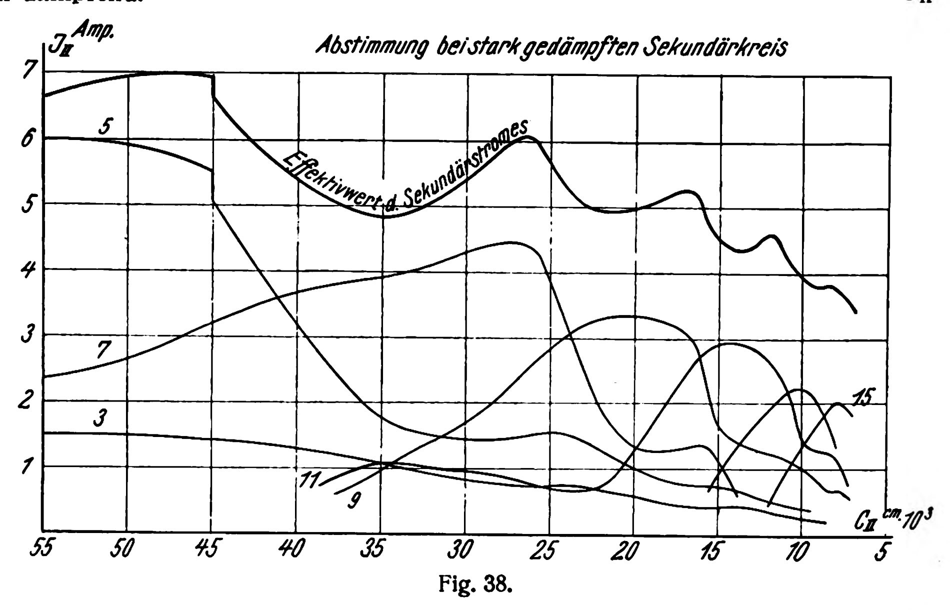


Fig. 38.

Bemerkenswert sind in Fig. 36 die Gebiete, in denen die geradzahligen Harmonischen hervortreten. Fig. 31 zeigte den zeitlichen Verlauf der Schwingung für $C_{II} = 34\,000$ cm, die im wesentlichen die 6. und 8. Harmonische enthält.

Wird der Sekundärkreis so weit gedämpft, daß Energieaustausch vermieden wird, so wird die Stromzusammensetzung viel einfacher (Fig. 38). Es sind hier für einzelne Kondensatorstellungen (C_{II}) jeweils nur höchstens zwei Harmonische hervortretend.

Für die Nebenwellen, die naturgemäß bei jeder Störung des sinusförmigen Verlaufes der Sekundärschwingungen auftreten müssen, kommen zwei Ursachen in Frage, erstens der Stoß und zweitens die Dämpfung.

Der Stoß wird um so ungünstiger wirken, je weniger er sich der Sekundärschwingung anpaßt; denn bei praktisch ungedämpftem Kreis (Fig. 37) ist das Verhältnis von Neben- zur Hauptwelle ungünstiger, als für den sinusförmig ansteigenden Stoß bei stärkerer Dämpfung. Man wird daher versuchen müssen, sowohl die Stoßdauer T_s der Sekundärschwingungsdauer T_{II} anzupassen, am besten $T_s \sim T_{II}/2$ zu machen, andererseits aber auch die Dämpfung nur so

[24]) Es wurde hier der in der Praxis gebräuchliche Ausdruck „Nebenwellen" für die Vielfachen der Grundfrequenz $\lambda_N = \frac{3 \cdot 10^{10}}{k \cdot f_I}$ im Gegensatz zu den Oberwellen, den Vielfachen der gewünschten Schwingung $\lambda_O = \frac{3 \cdot 10^{10}}{k \cdot f_{II}}$ beibehalten.

Da der Stoßwinkel α eine Funktion des Zeitintegrales der Wandlerspannung ist, kann er durch Wandlerdimensionierung der freien Schwingung angepaßt werden. Diese Anpassung ist allerdings, wie an dem später errechneten Beispiel gezeigt wird, für den Wirkungsgrad recht ungünstig.

Wir wollen anschließend für den einfachen Fall des stark gedämpften Sekundärkreises ($R = R_g$), den wir als den günstigsten Betriebszustand erkannt haben, die zur Berechnung nötigen Formeln entwickeln.

V. Berechnung des Frequenzwandlers.

Wir wollen folgende Annahmen treffen: (siehe auch Fig. 20):

1. Zu Beginn des Stoßes ist im Sekundärkreis nurmehr eine vernachlässigbar kleine Energie vorhanden; ist $p_{IIe\,max}$ die erste Amplitude der Sekundärkreis-Kondensatorspannung nach dem Stoße, so ist $N = C_{II} \cdot p_{IIe\,max}^2 \cdot f_I$ die an den Sekundärkreis abgegebene Leistung. Die Kondensatorspannung p_{cII} steigt nach dem Stoß nur wenig an, so daß mit großer Annäherung $p_{IIe} = p_{IIe\,max}$ gesetzt werden kann.

In der Stoßzeit steigt die Kondensatorspannung und damit die Wandlerspannung sinusförmig an (siehe Abschnitt B, I). Es ist daher $p_{IIs} \sim p_w \sim \mathfrak{P}_{IIs}(1 - \cos\omega_s T_s)$, ferne $\frac{\omega_s T_s \cdot 180}{\pi} = \alpha$.

Es war weiter für starke Dämpfung

$$\mathfrak{P}_{IIs} = P_e = P_I \cdot \sqrt{2}\,\frac{C_I}{C_I + C_{II}},\quad P_I = P_{cI} - P_M.$$

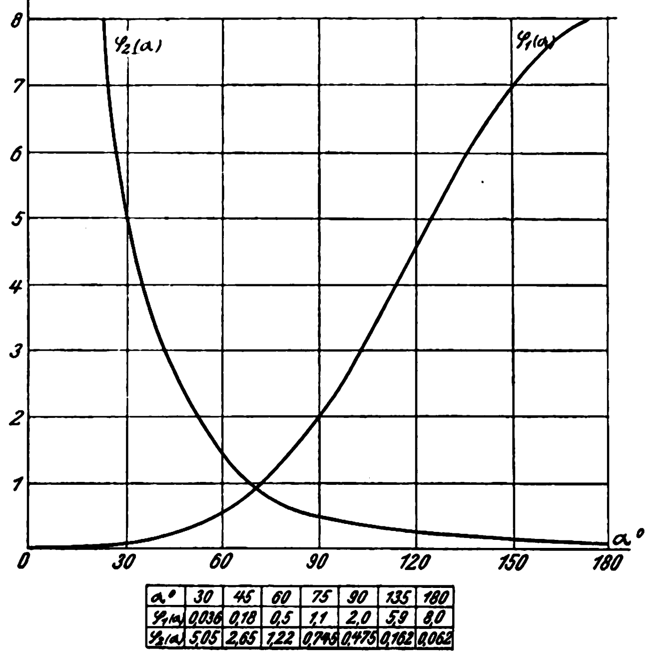
Dann ist die Leistung in Abhängigkeit vom Stoßwinkel α

$$N = \varphi_1(\alpha) \cdot P_I^2 \cdot f_I \cdot \frac{C_I^2 \cdot C_{II}}{(C_I + C_{II})^2}\ \text{Watt} \qquad (8)$$

$$\varphi_1(\alpha) = [(1 - \cos\alpha)\sqrt{2}]^2 \ \text{(Fig. 39).}$$

2. Der Zusammenhang zwischen Wandlerdimensionen, ausgedrückt durch das Zeitintegral der Wandlerspannung $F = 2 \cdot \Phi \cdot n \cdot 10^{-8}$ Voltsec und dem Stoßwinkel α, hatten wir durch die Gleichung $\omega_s T_s - \sin\omega_s T_s = \frac{F \cdot \omega_s}{\mathfrak{P}_{IIs}}$ gegeben; führen wir wie oben für $\omega_s\ T_s$ den Stoßwinkel α, für $\mathfrak{P}_{IIs}$ die primär wirksame Spannung P_I ein, ferner für $\omega_s = \omega_I \cdot \sqrt{\frac{C_I + C_{II}}{C_I}}$ dann gilt

$$P_I = \frac{2\sqrt{2} \cdot \pi}{\frac{\pi\,\alpha}{180} - \sin\alpha} \cdot \Phi \cdot n \cdot f_I \cdot \sqrt{\frac{C_I + C_{II}}{C_{II}}} \cdot \frac{C_I + C_{II}}{C_I}.$$



α°	30	45	60	75	90	135	180
$\varphi_1(\alpha)$	0,036	0,18	0,5	1,1	2,0	5,9	8,0
$\varphi_2(\alpha)$	5,05	2,65	1,22	0,745	0,475	0,162	0,062

Fig. 39.

3. Diese Primärspannung P_I in Formel (8) eingesetzt, gibt für die Leistung die Beziehung

$$N = \varphi_2(\alpha) \cdot f_I^3 \cdot \left(\frac{\Phi \cdot n}{1000}\right)^2 \cdot (C_I + C_{II}) \cdot 10^{-7}\ \text{Watt} \qquad (9)$$

die Funktion $\varphi_2(\alpha) = \left(\frac{2 \cdot \sqrt{2} \cdot \pi}{\frac{\pi\,\alpha}{180} - \sin\alpha}\right)^2 [(1 - \cos\alpha)\sqrt{2}]^2 \cdot 10^{-3}$

ist in Abhängigkeit von α in Fig. 39 dargestellt, desgleichen die Funktion $\varphi_1(\alpha)$ für Formel (8).

Es empfiehlt sich, für den Fluß Φ die Induktion $\mathfrak{B}$ und das Eisengewicht G einzuführen: G = Eisengewicht in Gramm, D = mittlerer Eisenringdurchmesser in cm, $\gamma = 7{,}6$ spez. Gewicht. Es wird dann

$$N = \varphi_2(\alpha) \cdot f_I^3 \cdot \left[\frac{\mathfrak{B}}{1000} \cdot \frac{G}{\pi \cdot D \cdot \gamma}\right]^2 \cdot (C_I + C_{II}) \cdot 10^{-7}\ \text{Watt.} \qquad (9a)$$

4. Wir wollen jetzt die primäre Blindleistung berechnen, die unter bestimmten Annahmen (C_I, C_{II}, α) zur Uebertragung der Leistung N benötigt wird. Unter Vernachlässigung der Maschinenspannung P_M ist die Primärspannung $P_I = P_{cI} = J_I \cdot \frac{1}{\omega_I C_I}$, daher die Blindleistung

$N_{VA} = P_{cI} \cdot J_I = P_I^2 \cdot \frac{1}{\omega_I C_I}$ und P_I wie oben eingesetzt

$$N_{VA} = \frac{N_{\text{Watt}} \cdot 2\pi}{\varphi_1(\alpha)} \cdot \frac{(C_I + C_{II})^2}{C_I \cdot C_{II}}. \qquad (10)$$

5. Bei bekannter Dämpfung kann der Wirkungsgrad berechnet werden wie folgt: Die primären Verluste inklusive Wandlerverluste können durch das Dekrement d und die Energie $C_I \cdot P_{cI}^2$ ausgedrückt werden:

$$N = P_{cI} \cdot J \cdot \frac{d}{\pi} = C_I \cdot P_{cI}^2 \cdot 2 \cdot d \cdot f_I.$$

Das Verhältnis der abgegebenen Leistung zu den Verlusten wird dann $\frac{\varphi_1(\alpha) \cdot C_{II} \cdot P_I^2 \cdot f_I \cdot C_I^2}{C_I \cdot P_{cI}^2 \cdot 2 \cdot d \cdot f_I \cdot (C_I + C_{II})^2} = \frac{\varphi_1(\alpha)\, C_I \cdot C_{II}}{(C_I + C_{II})^2}$

wieder bei Vernachlässigung von P_M (im Zähler $P_I = P_{cI} - P_M$ im Nenner P_{cI}) und daher der Wirkungsgrad der Vervielfachung

$$\eta\,\% = \frac{1}{1 + \frac{(C_I + C_{II})^2 \cdot 2\,d}{C_I \cdot C_{II} \cdot \varphi_1(\alpha)}} \cdot 100 \qquad (11)$$

6. Diese Formeln haben Gültigkeit, sobald der Belastungswiderstand R annähernd gleich dem Grenzwiderstand R wird (Formel 5). Führen wir auch hier den Stoßwinkel α ein; $p_{IIe\,max} \backsim p_{IIe} = P_I \cdot \sqrt{2} \cdot (1 - \cos\alpha)$ so wird der Grenzwiderstand

$$R_g = \frac{1}{10\,(k-1) \cdot k \cdot f_I \cdot C_{II}}\ ln\,\frac{k^2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{C_{II}}{C_I + C_{II}} \cdot \sqrt{\varphi_1(\alpha)} \qquad 12)$$

B e i s p i e l 1: Wir kontrollieren die Formeln zunächst durch Nachrechnung unseres Versuchswandlers.

Es war: $N = 860$ Watt, $f_I = 6750$ Hertz, $\Phi = 8000$, $n = 70$ Wdg, $C_I = 0{,}276 \cdot 10^{-6}\,F$, $C_{II} = 5 \cdot 10^{-8}\,F$, $P_{cI} = 1280$ Volt für $P_M = 120$ Volt und $J_I = 15$ A.

$$\varphi_1(\alpha) = \frac{N \cdot (C_I + C_{II})^2}{P_I^2 \cdot C_I^2 \cdot C_{II} \cdot f_I}$$

$$= \frac{860 \cdot (2{,}764 + 0{,}5)^2 \cdot 10^{-14}}{(1280 - 120)^2 \cdot 2{,}76^2 \cdot 10^{-14} \cdot 0{,}5 \cdot 10^{-7} \cdot 6750} = 2{,}64,\ \alpha = 100^\circ$$

$$\varphi_2(\alpha) = \frac{N \cdot 10^7}{f_I^3 \cdot \left(\frac{\Phi \cdot n}{1000}\right)^2 \cdot (C_I + C_{II})}$$

$$= \frac{860 \cdot 10^7}{6750^3 \cdot (8 \cdot 70)^2 \cdot (2{,}76 + 0{,}5) \cdot 10^{-7}} = 0{,}275,\ \alpha = 115^\circ$$

Der wirkliche Stoßwinkel war $\alpha = 106^\circ$ (Fig. 20) liegt gerade zwischen den Werten. Der Wirkungsgrad η ergibt sich für $R = 2{,}5\ \Omega$ zu

$$\eta = 100\,\frac{1}{1 + \frac{(2{,}76 + 0{,}5)^2 \cdot 10^{-14}\, 2 \cdot 0{,}12}{2{,}76 \cdot 10^{-7} \cdot 5 \cdot 10^{-8} \cdot 2{,}64}} = 59\,\%$$

$$d = \pi \cdot R \sqrt{\frac{C_I}{L_I}} = 0{,}12.$$

Beispiel 2: Um den Rechnungsgang zu zeigen, sei im folgenden ein Wandler für 1 kW für die 7. Harmonische mit richtiger Stoßanpassung berechnet. Grundfrequenz $f_I = 6750$ Hertz.

Wir wählen die gleiche Primärkapazität wie früher $C_I = 0{,}276 \cdot 10^{-6}\ F$. Nehmen wir die Streuinduktivität des Wandlers $L_{Str} = 100\,000$ cm an, die Sekundärkreisinduktivität (etwa eine Kopplungsspule) von der gleichen Größe, dann wird

$$C_{II} = \frac{1}{\omega_{II}^2 (L_{II} + L_{Str})} = \frac{1}{4\pi^2 \cdot 6750^2 \cdot 2 \cdot 10^{-4}} = 5{,}5 \cdot 10^{-8}\ F.$$

Der günstigste Stoßwinkel errechnet sich zu

$$\alpha^\circ = \frac{180}{k} \cdot \sqrt{\frac{C_I + C_{II}}{C_{II}}} = 65^\circ$$

Wir entnehmen aus der Kurve $\varphi_1(\alpha) = 0{,}75$; $\varphi_2(\alpha) = 1{,}1$. Nach Formel (10) ist die nötige Blindleistung primär

$$N^{VA} = \frac{N \cdot 2\pi}{\varphi_1(\alpha)} \cdot \frac{(C_I + C_{II})^2}{C_I \cdot C_{II}} = 57{,}6\ KVA$$

Dann wird die Primärstromstärke $J_I = \sqrt{VA \cdot \omega_I \cdot C_I} = 30\ A$

Nach Formel (9) wird

$$\frac{\Phi \cdot n}{1000} = \sqrt{\frac{N \cdot 10^7}{\varphi_2(\alpha) \cdot f_I \cdot (C_I + C_{II})}} = 300.$$

Es ergibt sich für unseren Kern ($\Phi = 8000$) eine Windungszahl

$$n = \frac{1000 \cdot 300}{8000} = \backsim 38\,\text{Wdg}$$

Der Wirkungsgrad wird für gleiche Dämpfung wie früher ($d = 0{,}12$)

$$\eta\,\% = \frac{1}{1 + \frac{(C_I + C_{II})^2}{C_I \cdot C_{II}} \cdot \frac{2\,d}{\varphi_1(\alpha)}} \cdot 100 = \backsim 32\%.$$

Der Grenzwiderstand beträgt

$$R_g = \frac{1}{10\,(k-1)\,k \cdot f_I C_{II}} \cdot ln \frac{k^2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{C_{II}}{C_I + C_{II}} \sqrt{\varphi_1(\alpha)} = 10{,}5\ \Omega$$

Zusammenfassung von Abschnitt C.

Wird der Wandler mit einem Schwingungskreis belastet, so beeinflussen ihn zwei Ströme verschiedener Frequenz. Während der Ummagnetisierung des Wandlereisens, die durch die Summe beider Ströme in der „Stoßzeit T_s“ hervorgerufen wird, tritt durch die Wandlerspannung ein Energieumsatz zwischen Primär- und Sekundärkreis ein. Während der restlichen Zeit T_f einer primären Halbperiode beeinflussen sich die beiden Ströme nicht, da der Wandler dann gesättigt und praktisch spannungslos ist. Sie schwingen also frei für sich aus.

Es wird durch Vergleich der Größenordnung der einzelnen Wechselwiderstände gezeigt, daß für die in der Praxis gebräuchliche Dimensionierung mit großer Annäherung der Wandlerstrom während des Stoßes vernachlässigt werden kann; der Wandler stellt dann eine Art Schalter vor, der während der Stoßzeit T_s geöffnet, während der übrigen Teit T_f geschlossen ist. Die Steuerung dieses Schalters besorgt der den Wandler durchfließende Strom, bzw. die am Wandler liegende Spannung. Der Stoßvorgang ist damit auf eine Kondensator-Aufladung zurückgeführt, die Berechnung der übertragenen Leistung einfach. Die Richtigkeit dieser Annahme wird durch Vergleich von graphisch und experimentell gefundenen Spannungs- und Stromkurven bestätigt.

Es wird zunächst der einfache Fall des stark gedämpften Sekundärkreises behandelt, also angenommen, daß zu Beginn jedes neuen Stoßes die Sekundärkreisschwingung annähernd abgeklungen ist.

Bei schwach gedämpftem Sekundärkreis wird der Vorgang komplizierter, es zeigt sich aber, daß die übertragene Leistung in diesem Falle immer kleiner ist, als für stärkere Dämpfung.

Nach Ableitung einer Formel für den günstigsten Belastungswiderstand wird daher für den Fall der starken Sekundärkreisdämpfung eine einfache Berechnungsweise für den Wandler und die anderen Bestimmungsstücke vorgeschlagen.

(Eingegangen am 8. Februar 1928.)

Die Erzeugung sehr kurzer elektrischer Wellen mit Wechselspannung nach der Methode von Barkhausen und Kurz.

Von **Willi Wechsung**, Jena.

(Schluß*)

II. Messungen mit Wechselspannung.

Wechselspannung am Gitter, Gleichspannung an der Anode.

Verteilung der Maxima auf dem Lecher-System.

Schaltete man im Gegensatz zu den bisherigen Messungen an das Gitter eines Schott-K-Rohres eine Wechselspannung, während die Anode mit dem negativen Pol einer Batterie verbunden war, so erhielt man auf dem Lecher-System Resonanzkurven, die denen bei Gleichspannung durchaus ähnlich waren. Die benutzte Schaltung ist in Fig. 1 wiedergegeben.

Der Versuch zeigt, daß es auch mit Wechselspannung möglich ist, ganz kurze Wellen zu erzeugen.

Konstanz der Wellenlänge.

Bevor weitere Messungen ausgeführt werden konnten, mußte geprüft werden, ob die erzeugten Wellen bei gleichbleibenden Betriebsbedingungen konstant sind. Zu diesem Zweck wurde der Sender während zwei Stunden beobachtet. Bis zu einer halben Stunde nach dem Einschalten

*) I. Teil ds. Jahrbuch 32, S. 15, 1928.



mußten die Spannungen nachreguliert werden; danach wurde in Zwischenräumen von je 15 Minuten die Wellenlänge gemessen. In Tabelle I sind die gefundenen Werte zusammengestellt.

Tabelle I.

Zeit in Minuten	λ cm	Abweichung vom Mittel in ‰
0	eingeschaltet	—
30	89,50	+ 1,3
45	89,29	— 1
60	89,32	— 0,7
75	89,40	+ 0,22
90	89,32	— 0,7
105	89,46	+ 0,9
120	89,33	— 0,5
135	89,38	0
150	89,31	— 0,8
165	89,49	+ 1,2
	Mittel 89,38	

Da die Abweichungen innerhalb der Fehlergrenzen der Apparatur liegen, ergibt sich eine gute Konstanz der Wellenlänge auch bei längerem Betrieb.

Die Wellenlänge als Funktion der Spannungen.

Die Abhängigkeit der Wellenlänge von den angelegten Spannungen wurde experimentell bestimmt und ist in Fig. 6 und 7 dargestellt. Auch hier zeigt sich, daß die Wellenlänge mit steigender Gitterspannung stärker negativ werdender Anodenspannung und größerer Heizung kürzer wird.

Berechnung der Wellenlänge.

Setzt man in die Formel von Scheibe für E_g die Scheitelwerte der Wechselspannung ein und berechnet danach die Wellenlängen, so ergeben sich die in Fig. 6 und 7 mit eingezeichneten Kurven. Die berechneten und gemessenen

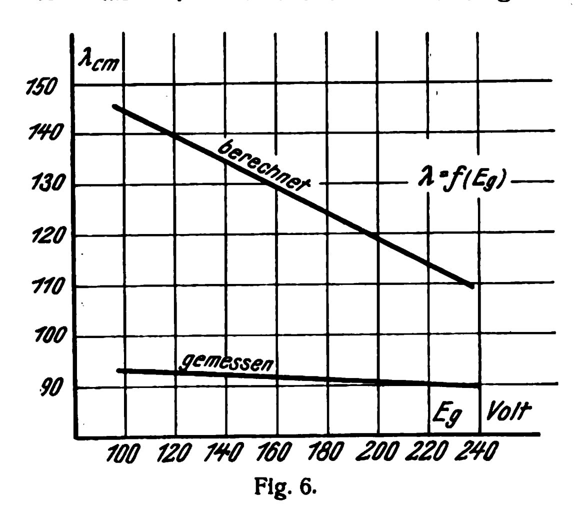


Fig. 6.

Werte weichen etwa 35% voneinander ab. Dies ist vielleicht darauf zurückzuführen, daß bei der Berechnung das Wechselpotential unberücksichtigt blieb. Allerdings waren die Abweichungen auch bei Gleichspannung schon bedeutend.

Verwendung von Gitterwechselspannungen verschiedener Frequenzen.

Von Interesse war die Frage, wie sich die Größe der Welle bei verschiedenen Frequenzen am Gitter verhält. Es wurde daher eine Wechselspannung von 50 Perioden/sec an das Gitter gelegt und die Anodenspannung verändert und darauf dasselbe mit 500 Perioden/sec bei gleicher Heizung wiederholt.

Tabelle II.

E_a	50 Perioden λ cm	500 Perioden λ cm	Unterschied in mm
— 30	102,0	102,1	1
— 40	99,8	99,6	2
— 50	88,0	87,9	1
— 60	86,6	86,6	0
— 70	85,4	85,5	1
— 80	84,6	84,6	0
— 90	83,6	83,7	1
— 100	81,6	81,6	0
— 110	79,4	79,5	1
— 120	76,8	76,9	1

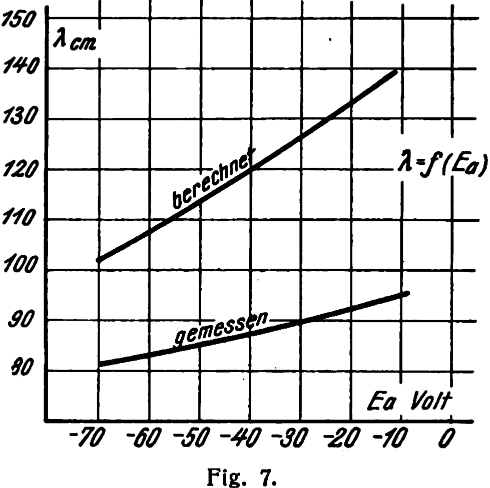


Fig. 7.

Die gemessenen Werte der Tabelle II zeigen, daß die Wellenlänge sich nicht ändert mit der Frequenz, denn die größte Abweichung beträgt 2 mm (ca. 2 ‰), gilt demnach als Meßfehler. Die Energie war bei 50 Perioden/sec. durchschnittlich 1,2mal so groß wie bei 500 Perioden/sec. Dieselben Ergebnisse erhielt man auch, wenn mit Wechselstrom von 1000 oder mehr Perioden/sec gearbeitet wurde (Tabelle III).

Tabelle III.

E_g, E_a, $\mathfrak{J}_H$ = const.

Frequenzen am Gitter	λ cm	α
Gleichspannung	84,4	250
500	84,3	120
$3{,}7 \cdot 10^4$	84,4	84
$3{,}3 \cdot 10^5$	84,4	48
$1 \cdot 10^6$	84,3	7

Die zur Erzeugung der höheren Frequenzen benutzte Schaltung ist in Fig. 8 wiedergegeben, wo Rohr I das für die lange Welle bedeutet und II das für die ganz kurze. Frequenzen wurden bis zu 10^6 hergestellt, wobei jedoch die Energie der kurzen Wellen schon sehr gering ist. Bei noch größerer Periodenzahl zeigte sich, daß der Sender I das Lecher-System direkt in starkem Maße beeinflußt und eine genaue Messung der Wellenlänge unmöglich macht. Aus der Tabelle folgt, daß die Energie mit wachsender Modulationsfrequenz am Gitter abnimmt (als Maß für die Energie wurde der Galvanometerausschlag angeführt, der

mit α bezeichnet werden soll). Die Wellenlänge ändert sich dagegen nicht.

Verbreiterung der Maxima.

Vorversuche ließen erkennen, daß die Resonanzkurven (Maxima) auf dem Lecher-System bei Gleichspannung oder verschieden periodischer Wechselspannung am Gitter

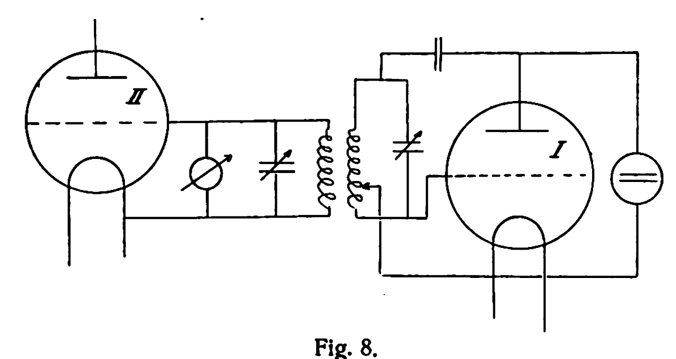


Fig. 8.

nicht gleich scharf sind. Um einen Ueberblick zu gewinnen, wurden die verschiedenen Resonanzkurven aufgenommen und in Fig. 9 zusammengestellt. Trägt man als Abszisse den Logarithmus und als Ordinate die Breite der Maxima

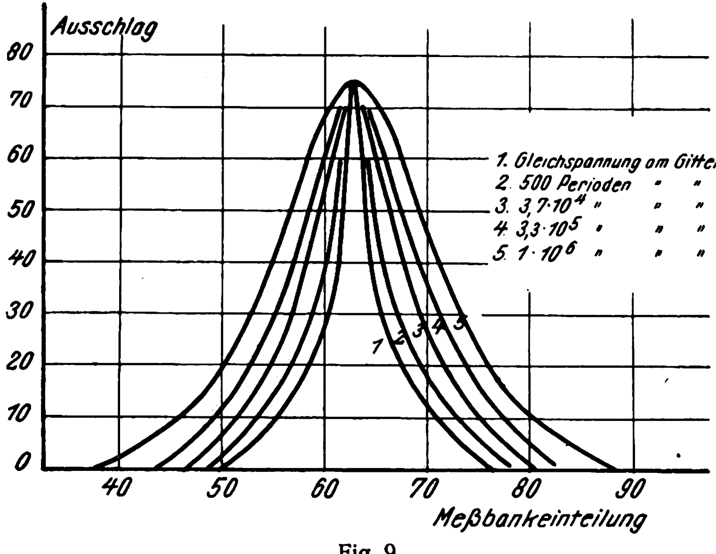


Fig. 9.

auf, so ergibt sich Fig. 10. Es liegt nahe, die Verbreiterung der Kurven bei Wechselspannungen im Vergleich zu denen bei Gleichspannungen auf das Vorhandensein von mehreren

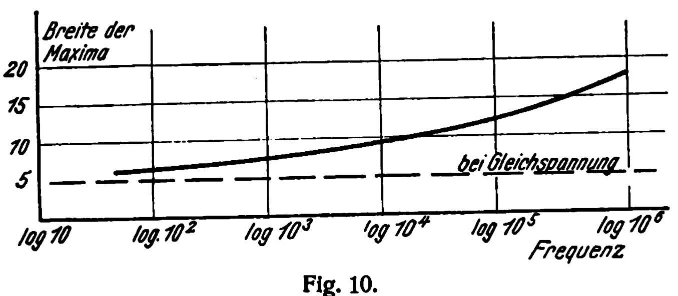


Fig. 10.

Wellen zurückzuführen entsprechend der Abhängigkeit der Wellenlänge von der Gitterspannung. Für den Fall mehrerer Wellen müßten jedoch die Maxima auf dem Lecher-System mit wachsender Entfernung von der Kopplungsstelle breiter werden, was experimentell nicht gefunden wurde (Fig. 11). In gleicher Weise müßten, wenn bei derselben Frequenz verschieden hohe Spannungen durchlaufen werden, verschieden breite Maxima entstehen, was experimentell ebenfalls nicht bestätigt werden konnte. Daher kann mit der Annahme mehrerer Wellen die Verbreiterung der Maxima nicht in Zusammenhang gebracht werden, vielmehr läßt sie darauf schließen, daß durch die Modulation die Dämpfung des Senders verändert wird, worüber an anderer Stelle noch näher berichtet werden wird.

Die Abhängigkeit der Intensität der kurzen Wellen von den Spannungen.

Messungen über die absolute erzeugte Energie liegen nicht vor. Es konnten nur Vergleichswerte aufgestellt werden, um einen Ueberblick über die Energieverteilung bei den

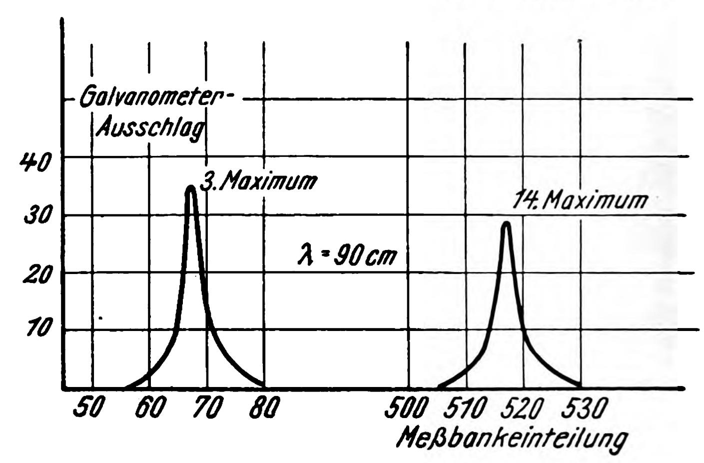


Fig. 11.

einzelnen Wellen zu erhalten. Ließ man die Kopplung konstant, so waren die Ausschläge des Galvanometers bei den einzelnen Wellen verschieden (gemessen wurde ein De-

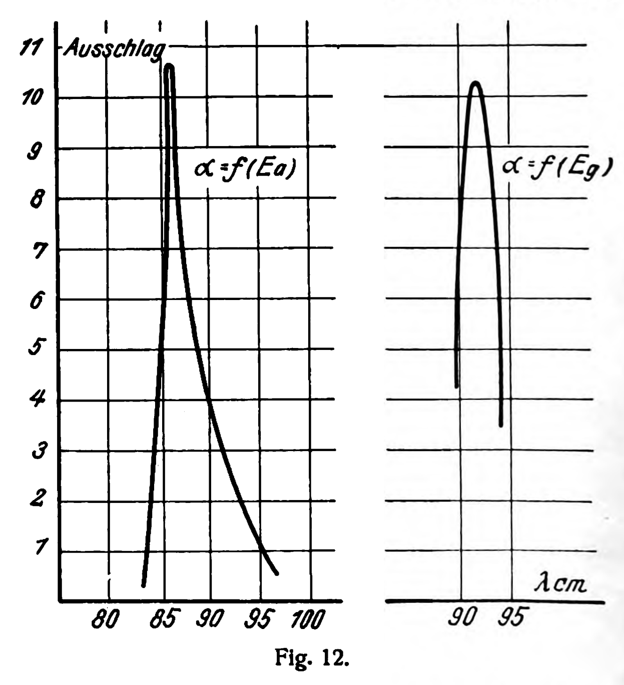


Fig. 12.

tektorstrom von $1 \cdot 10^{-9}$ bis $3 \cdot 10^{-3}$ Ampère). Man erhält daher eine Kurve, die dem wirklichen Intensitätsverlauf ähnlich ist, wenn man die Wellenlängen und die zugehörigen Skalenteile graphisch aufträgt. In Fig. 12 wurde die Heizung und Gitterspannung (500 Perioden/sec) konstant gehalten, die Anodenspannung dagegen geändert. Die gewonnene Kurve sieht einer Resonanzkurve sehr ähnlich mit



dem Maximum bei $\lambda = 86{,}6$ cm. Dieses liegt jedoch bei verschiedenen Röhren und Spannungen nicht immer an derselben Stelle. Man erkennt, daß sich die ausgestrahlte Energie bedeutend durch die Wahl des richtigen Anodenpotentials steigern läßt. Verändert man dagegen nur die Gitterspannung, so bekommt man auch eine stärkste Welle, wie ebenfalls Fig. 12 zeigt. Allerdings ist der Einfluß hierbei nicht so groß. Weiterhin wurde eine erhebliche Abhängigkeit der Energie von der Heizung gefunden. Es ist jedoch nicht zweckmäßig, den für das Rohr normalen Heizstromwert zu überschreiten, da dann der Sender unkonstant arbeitet und die Lebensdauer des Rohres stark herabgesetzt wird.

Vergleich der Messungen mit denen bei Gleichspannung am Gitter.

Bei einem Vergleich der Maxima auf dem Lecher-System zeigt sich, daß diese bei den Versuchen mit Gleichspannung am schärfsten ausgeprägt sind, wie aus Fig. 9 zu ersehen ist. Die erzeugte Welle ändert sich dagegen bei Gleich- oder Wechselspannung am Gitter nicht, was aus der Tabelle III folgt und durch zahlreiche Versuche bestätigt wurde. Bei Gleichspannung ist allerdings die ausgestrahlte Energie größer. Die Höhe der Maxima verhält sich wie 1:2,7, wenn 500 Perioden/sec und Gleichspannung verwendet werden. Bei höherer Frequenz ändert sich das Verhältnis. Die Energieabnahme bei Wechselspannung am

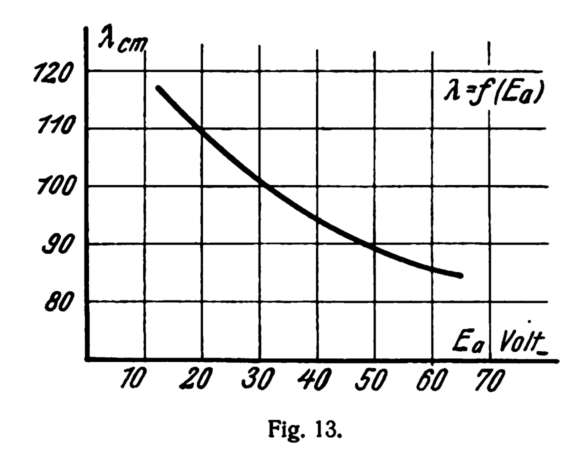


Fig. 13.

Gitter läßt sich dadurch erklären, wie es auch bei anderen Sendern ist, daß der negative Wechsel nichts zur Bildung der Welle beiträgt.

Messungen ohne Anodenspannung.

Im Anschluß hieran soll noch folgender Versuch erwähnt werden: Es war auch möglich, ohne Anodenspannung Schwingungen zu erhalten. Zu diesem Zweck wurde die Anode direkt oder über einen Widerstand mit dem negativen Ende des Heizfadens verbunden oder blieb ganz frei. Die gemessenen Wellenlängen waren dann bei gleichbleibender Gitterspannung und Heizung folgende:

λcm	α	
104,0	40	Anode mit Minuspol der Kathode verbunden, Widerstand sehr klein;
92,8	3	Anode mit Minuspol der Kathode verbunden, Widerstand $5{,}5 \cdot 10^6$ Ohm;
89,7	1	Anode frei, Widerstand unendlich groß.

Man bekommt bei freier Anode, wenn also der Widerstand gegen den Heizfaden unendlich groß ist, die kürzeste Welle. Die Energie ist hierbei aber so schwach, daß diese Anordnung wohl praktisch nicht in Betracht kommt.

Wechselspannung an der Anode, Gleichspannung am Gitter.

Hierauf wurde an das Gitter eines Schott-K-Rohrs eine positive Gleich- und an die Anode eine Wechselspannung gelegt nach Schaltung Fig. 1. Eine entsprechende Untersuchung des Lecher-Systems ergab bei den benutzten Frequenzen eine normale Form der Maxima (siehe Fig. 2). Daraus folgt, daß auch hier kurze Wellen auftreten. Die Abhängigkeit der Wellenlänge von den Betriebsspannungen konnte in gleicher Weise wie früher festgestellt werden. Die Figuren 13 und 14 zeigen die ge-

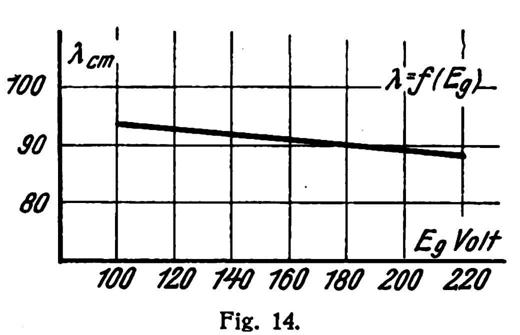


Fig. 14.

wonnenen Resultate. Mit höherer Anodenspannung wurde die Wellenlänge stark verkürzt. Die stärkste Welle lag bei $E_a = 40$ Volt. Eine Aenderung der Gitterspannung bewirkte dagegen nur eine geringe Verschiebung der Wellenlänge.

Stellte man ein hohes positives Gitterpotential ein und legte einmal an die Anode eine Wechsel- und dann eine negative Gleichspannung, so zeigte sich folgendes (Tabelle IV):

Tabelle IV.

An der Anode Wechselspannung			An der Anode-Gleichspannung		
E_a	λcm	α	E_a	λcm	α
52,5	88,4	42	—52,5	91,0	156
74	84,6	8	—74	86,4	143
			$-52{,}5 \cdot \sqrt{2}$ } —73,5	86,0	142

Aus der Tabelle ergibt sich, daß die Welle bei Wechsel- und Gleichspannung dann die gleiche wird, wenn man als negative Gleichspannung einen Wert annimmt, der zwischen dem quadratischen Mittelwert und dem Scheitelwert der Wechselspannung liegt, und daß die erzeugte Energie bei Gleichspannung einen größeren Wert hat.

Wechselspannung am Gitter, Wechselspannung an der Anode.

Betrieb man die Röhre mit zwei verschiedenen Wechselspannungen (z. B. an der Anode 500 und am Gitter 1000

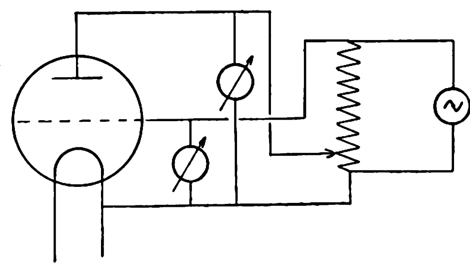


Fig. 15.

Perioden/sec oder umgekehrt), so gelang es auch ohne weiteres, kurze Wellen herzustellen. Die Energie war wie zuvor ebenfalls sehr gering. Ein Versuch mit gleichen Frequenzen am Gitter und an der Anode (500 Perioden) — die

benutzte Schaltung ist aus Fig. 15 ersichtlich — führte zu demselben Ergebnis. Es ist aber nicht einfach, mit dieser Schaltung Wellen zu erzeugen, und es gelang auch nicht immer. Dies liegt wahrscheinlich daran, daß man hierbei einen Anodenstrom hat, der fast so groß ist wie der zum Gitter. Aber trotzdem war die hergestellte Welle eindeutig. Bei anderen Periodenzahlen erhielt man dieselben Resultate. Die erzeugte Energie verhält sich zu der bei Gleichspannung am Gitter und an der Anode ungefähr wie 1:20.

Die Modulation der erzeugten Wellen.

Die kurzen Wellen sind bei Erzeugung mit Wechselspannung moduliert, man kann daher beim Empfang derselben einen Detektor mit Telephon benutzen, während bei Gleichspannung zu diesem Zweck erst in die Anodenleitung (wie schon Barkhausen und Kurz angeben) ein kleiner Unterbrecher eingeschaltet werden muß. Es blieb sich ganz gleich, wo die Wechselspannung lag (Gitter, Anode, Heizdraht), immer hörte man einen Ton, solange sich die benutzte Frequenz innerhalb des Hörbereiches bewegte. Da ein Ueberlagerungsempfang dieser Wellen noch nicht gelang — man brauchte hierzu einen Unterschied in den Wellenlängen von 0,001 mm, was nach den angeführten Messungen nicht möglich ist —, besteht der Vorteil bei den hier verwendeten Schaltungen darin, daß gleich eine modulierte Welle ausgestrahlt wird.

Ersetzte man das Galvanometer, das an der Reflexionsbrücke lag, durch ein Telephon, so konnten die Maxima und Minima auf dem Lechersystem sehr gut abgehört werden. Mit Niederfrequenzverstärker (zwei Röhren) und Lautsprecher konnten in einem großen Raume die Maxima überall deutlich vernommen werden.

Abhängigkeit der Wellenlänge von äußeren Kreisen.

Einfluß der Antennenlänge.

Ließ man die Betriebssspannungen des Senders konstant und schob über die Antennen zur posaunenartigen Verlängerung derselben Messingröhrchen, so waren die gemessenen Wellenlängen verschieden. Wenn l_A die Antennenlänge in cm bedeutet, so ergaben sich für die Größe der Welle folgende Werte:

Tabelle V.

$l_A =$	17	18	19	20	21	22	23
λ	90,8	91,6	93,2	94,4	96,0	97,8	99,0

Die Verschiebung der Wellenlänge geschieht durch eine Aenderung der äußeren Kapazität (Abweichungen bis zu 2 ‰ wurden nicht berücksichtigt.)

Kapazität zwischen Gitter und Anode.

Nach den vorigen Resultaten mußte eine zusätzliche Kapazität zwischen Gitter und Anode einen ähnlichen Einfluß haben. Es wurde daher ein Kondensator (zwei kleine Metallplatten mit Paraffin auf Glas gekittet) zwischen den Antennen so angebracht, daß er verschoben werden konnte.

Wenn α_5 den Ausschlag des Galvanometers beim fünften Maximum auf dem Lecher-System und x die Entfernung des Kondensators vom Röhrensockel bedeutet, so ergibt sich Tabelle VI.

Tabelle VI.

λ cm	α_5	x cm	C cm
89,8	414	—	—
93,3	686	5,5	5,1
100,6	12	7,5	5,1
109,2	8	3,5	7,6

Die Wellenlänge ändert sich von 89,8 auf 109,2 cm, d. h. ca. 22%. Gleichzeitig erkennt man, daß sich auch die ausgestrahlte Energie durch geeignete Kapazitäten zwischen Gitter und Anode vergrößern läßt. Dies zeigt auch folgendes Beispiel. Heizte man das Senderohr gering (1,07 Ampère) — gewöhnlich mußte es mit 1,25 bis 1,3 Ampère geheizt werden —, so ließ sich auf dem Lecher-System mit dem 10^{-9} Amp/StrT-Instrument nichts feststellen. Setzte man aber einen kleinen Luftkondensator zwischen Gitter und Anode, so war sofort eine ziemlich kräftige Welle nachzuweisen. Es ist daher auf diese Weise möglich, mit geringer Heizung, was besonders wichtig für die Lebensdauer der benutzten Röhren ist, genügend starke und konstante Wellen zu erhalten.

Kapazität zwischen Gitter und Kathode.

Wurde ein variabler Kondensator zwischen Gitter und Kathode geschaltet, so ließ sich keine Aenderung der Wellenlänge feststellen. Dagegen konnte man dadurch die Energie um ca. 50% vergrößern. Dies liegt wahrscheinlich daran, daß der Gitter-Kathodenkreis erst bei richtiger Abstimmung einen verstärkenden Einfluß auf die erzeugte Welle hat.

Kapazität zwischen Gitter und Anode, ohne Anodenspannung.

Die Schaltung wurde insofern abgeändert, als Anodenspannung und Antennen fortblieben. Anode und Gitter verband ein Luftkondensator, und an dem Gitter lag eine hohe Spannung (500 Perioden/sec). Die Schaltung ist in Fig. 16

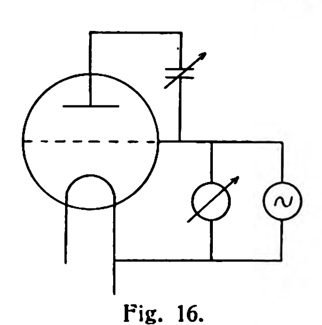


Fig. 16.

gezeichnet. Zur Kopplung mit der Meßeinrichtung genügte es, daß die offenen Enden der Lecher-Drähte unter den Kondensatorplatten lagen. Veränderte man nun bei konstanter Gitterspannung und Heizung den Abstand d der Kondensatorplatten, so wurden für die Wellenlänge folgende Werte gemessen:

Tabelle VII.

d mm	λ cm	α
0,1	106,2	2
0,2	104,0	3,5
0,5	100,2	8
1	95,4	15
2	91,8	24
3	88,6	40
4	87,5	57
5	86,4	79
7	85,4	132
9	84,0	177
12	83,3	162
15	82,9	152

Die Wellenlänge wird also mit kleiner werdender Kapazität kürzer. Die Energie erreicht ein Maximum bei $\lambda = 84$ cm. Von dieser Welle nimmt die Intensität nach

beiden Seiten hin ab. Die Verschiebung der Welle beträgt 23,5 cm (ca. 28%).

Aus diesen Meßresultaten ist ersichtlich, daß man die entstehende Welle durch äußere Einflüsse verändern kann, wie schon Sahánek (siehe Einleitung) gefunden hat.

Untersuchung verschiedener Röhrentypen.

Bei der Untersuchung verschiedener Röhrentypen stellte es sich heraus, daß auch ein Rohr mit hin- und hergehendem Heizfaden (Telefunkenrohr Type R. S. 19) die beschriebenen kurzen Wellen erzeugte, was in den Angaben von Barkhausen und Kurz verneint wird. Die Anode war zylindrisch und das Gitter spiralartig aufgewickelt ($r_2/r_1 = 2{,}7$). Es machte keine Schwierigkeiten, Schwingungen von guter Konstanz herzustellen. Die Maxima auf dem Lecher-System waren sehr scharf. Die Energie war jedoch hierbei auch nicht viel größer als bei einem Schott-K-Rohr, obwohl letzteres nur mit 1,3 gegen 3,8 Ampère bei dem Telefunkenrohr geheizt wurde. Durch Spannungsänderungen und angeschaltete Kreise wurde die Wellenlänge beeinflußt, ebenso wie bei den schon angeführten Messungen.

Rohre von Siemens & Halske (Typen OCB und BE), bei denen die Anoden und Gitter zylindrisch und der Heizfaden durchgehend waren (das Gitter bestand aus einzelnen Stäben parallel zum Heizfaden), konnten leicht zum Schwingen gebracht werden. Die Energie war nur klein.

Ebenso zeigten Versuche mit gasgefüllten Oxydfadenröhren, daß auch diese Typen zur Erzeugung kurzer Wellen geeignet sind. Das benutzte Rohr wurde von dem Radio-Röhren-Laboratorium Dr. Nickel G. m. b. H., Berlin, zur Verfügung gestellt und war so angefertigt, daß die Dimensionen sich an der Grenze der von Sahánek angegebenen Bedingung zur Schwingungserzeugung bewegten; es war also r_2/r_1 etwas größer als 5,0. Trotzdem traten allerdings schwache Schwingungen auf. Ein anderes Rohr dagegen, dessen Anode konusförmig war — der größte Durchmesser ($2r_2$) war 5 und der kleinste ($2r_2'$) zweimal so groß wie der Gitterdurchmesser; es verhielt sich daher $r_2/r_1 = 5$ und $r_2'/r_1 = 2$ —, konnte nicht zum Schwingen gebracht werden.

Die Versuche, mit den bisher beschriebenen Röhrentypen, die von Scheibe bei seinen Röhren gefundenen „langen Wellen" und „kurzen Wellen" herzustellen, führten zu keinem Erfolge. Dies war nur mit einem Schott-M-Rohr ($r_2/r_1 = 4{,}6$) möglich, bei dem entweder zwei verschiedene Wellen gleichzeitig auftraten, oder bei einer geringen Spannungsänderung ein Sprung von einer langen zu einer kürzeren Welle festzustellen war. In nachfolgender Tabelle sind einige Werte, die für zwei Schott-M-Rohre gemessen wurden, angegeben.

Tabelle VIII.

	λ_1 cm	λ_2 cm	λ_1/λ_2
M-Rohr Nr. 4006	136,8	74,0	1,85
„ „	142,5	82,6	1,7
„ „	164,8	87,0	1,9
„ „	168,0	106,1	1,59
„ Nr. 3142	129,2	65,9	1,96
„ „	130,0	66,1	1,96
„ „	150,4	76,6	1,96

Wie schon Scheibe feststellt, stehen die gemessenen Wellenlängen in keinem geraden Verhältnis zueinander. Es kann daher nicht entschieden werden, ob die kürzeren Wellen als Oberwellen aufzufassen sind.

Im übrigen waren die Abhängigkeiten der Wellenlänge von den Spannungen ungefähr dieselben wie bei einem Schott-K-Rohr. Eine Aenderung der Heizung um 12% bedingte eine Verschiebung der Wellenlänge um 19%.

Alle Versuche mit Röhren, deren Elektrodenanordnung plattenförmig war, kurze Wellen zu erzeugen, blieben erfolglos.

Es hat sich gezeigt, daß zur Herstellung der Wellen nur Rohre mit zylindrischer Anode und Gitter geeignet sind. Bestimmte Röhrendimensionen sind erforderlich, die wohl auch für die Energie maßgebend sind. Die verhältnismäßig stärksten Wellen (bezogen auf die Heizstromstärke) lieferte ein Schott-K-Rohr ($r_2/r_1 = 4{,}1$). Bei allen anderen untersuchten Röhren war das Verhältnis von r_2/r_1 entweder größer oder kleiner. Es scheint daher so, als ob sich die besten Bedingungen ergäben, wenn r_2/r_1 ungefähr $= 4$ ist.

$\lambda^2 \cdot E_g$-Konstant.

Das Produkt $\lambda^2 \cdot E_g$ ist nach den Angaben von Gill und Morrell[8]) im Bereich hoher Gitter- und niedriger Anodenspannung konstant. Sind diese Bedingungen jedoch nicht erfüllt, so ergeben sich erhebliche Abweichungen. Es soll daher versucht werden, diese Verhältnisse theoretisch zu klären und die hieraus zu ziehenden Folgerungen experimentell zu prüfen.

Zu diesem Zweck wurde aus den angegebenen Formeln für die Wellenlänge $\lambda^2 \cdot E_g$ herausgezogen, wobei sich ergibt:

nach der Formel von Barkhausen und Kurz

$$\lambda^2 \cdot E_g = \frac{(2\,c)^2}{2^e/_m \cdot 10^8}(2\,r_2)^2 \frac{\left(1 - \frac{r_1}{r_2}\frac{E_a}{E_g}\right)^2}{\left(1 - \frac{E_a}{E_g}\right)^2}$$ setzt man

$$\frac{(2\,c)^2}{2^e/_m \cdot 10^8} = k = 1{,}017 \cdot 10^6$$

so wird

$$\lambda^2 \cdot E_g = k \cdot (2\,r_2)^2 \left\{1 + 2\frac{E_a}{E_g}\left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right) - 2\left(\frac{E_a}{E_g}\right)^3\left(1 - \frac{r_1}{r_2}\right) + \right\} \quad (1)$$

nach der Formel von Scheibe

$$\lambda^2 \cdot E_g = k \cdot (2r_1)^2 \left\{ f\left(\sqrt{ln\frac{r_1}{r_0}}\right) + g\left(\sqrt{\frac{E_g}{E_g - E_a}\,ln\frac{r_2}{r_1}}\right)\right\}^2 \quad (2)$$

Da nur die Ausdrücke in den geschweiften Klammern veränderliche Größen enthalten, muß gesehen werden, wie sich diese bei verschiedenen Spannungen verhalten.

Nach Gleichung (1) ergibt sich, wenn E_g positiv ist (negative Werte kommen praktisch nicht in Betracht)

E_a	Wert der Reihe
0	1
positiv	>1
negativ	<1

Es wird demnach bei $E_a = 0$ Volt nach Gleichung (1)

$$\lambda^2 \cdot E_g = (2\,r_2)^2 \cdot k = \text{konst.} \quad (3)$$

Die Konstante, die von Gill und Morrell nicht näher diskutiert wurde, ist also hierbei abhängig von den Röhrendimensionen und gleich dem Quadrate des Anodendurchmessers multipliziert mit der Konstanten $\frac{(2\,c)^2}{2^e/_m \cdot 10^8} = 1{,}017 \cdot 10^6$. Gleichung (3) muß auch noch gelten, wenn E_a sehr klein gegen E_g ist, d. h. wenn $E_a/E_g \leq 1/50$ ist; denn dann kann der Einfluß der Reihe, wie Fig. 17 zeigt, auf den konstanten Ausdruck der Gleichung (1) vernachlässigt

[8]) Gill und Morrell, a. a. O.

werden. Nimmt man dagegen für E_a größere negative oder positive Werte an, oder ist E_g nicht sehr groß gegen E_a, so kann der Wert der Reihe vom Wert 1 sehr verschieden sein, und dementsprechend wird sich die Konstante bei demselben Rohr ändern. Der Einfluß der Heizung, die die Wellenlänge bei konstanter Gitter- und Anodenspannung in weiten Grenzen verändert, bleibt in den Formeln un-

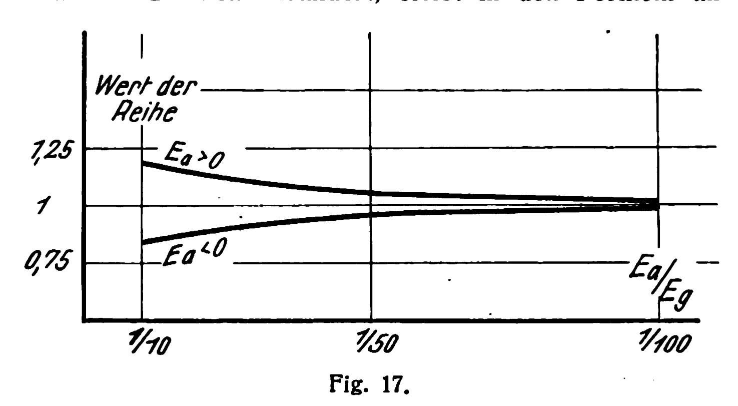


Fig. 17.

berücksichtigt und muß daher experimentell untersucht werden.

Nach Gleichung (2) wird bei $E_a = 0$ Volt

$$\lambda^2 \cdot E_g = (2\,r_1)^2 \cdot k \left\{ f\left(\sqrt{ln\frac{r_1}{r_0}}\right) + g\left(\sqrt{ln\frac{r_2}{r_1}}\right)\right\}^2 \quad (4)$$

Um einen Vergleich mit Gleichung (3) zu ermöglichen, mußten die Funktionen, die nur Röhrenmasse enthalten, ausgewertet werden. So konnte Gleichung (4) auf die Form

$$\lambda^2 \cdot E_g = (2\,x)^2 \cdot k = \text{konst.}$$

gebracht werden. Legte man den Berechnungen die Dimensionen eines Schott-K-Rohres zugrunde, dessen Anodendurchmesser 2,25 cm beträgt, so ergab sich für $2\,x$ der Wert 2,38 cm. Dementsprechend gilt für Gleichung (4) dasselbe wie für Gleichung (3), da $2\,x \backsim 2\,r_2$ ist. Diese theoretischen Betrachtungen sollen nun mit den Meßresultaten verglichen werden.

Gill und Morrell fanden für $\lambda^2 \cdot E_g$ bei 50 bis 150 Volt Gitter- und 1,3 Volt Anodenspannung einen Durchschnittswert von $6{,}6 \cdot 10^6$. (Die Werte schwanken zwischen 6,8 und 6,4.) Da die Anodenspannung nahe am Wert 0 liegt, so müßte nach Gleichung (3) $6{,}6 \cdot 10^6 = (2\,r_2)^2 \cdot k$ sein.

Die von ihnen benutzte Marconi-Röhre M. T. 5 hatte einen Anodendurchmesser von 2,5 cm, so daß $(2\,r_2)^2 \cdot k = 6{,}4 \cdot 10^6$ wird. Die Uebereinstimmung ist also hierbei befriedigend.

In Tabelle IX sind einige gemessene Werte von Barkhausen und Kurz[9]) zusammengestellt, die für ihre Versuche ein Schott-M-Rohr benutzten mit einem Anodendurchmesser von 3,1 cm.

Tabelle IX.

$E_g = 150$ Volt = konst. $\quad \mathfrak{Z}_H =$ konst.

E_a	λ cm	$\lambda^2 \cdot E_g$	$(2r_2)^2 \cdot k$	Wert der Reihe Gl. 1
+ 4	240	$8{,}6 \cdot 10^6$	$9{,}7 \cdot 10^6$	1,04
0	223	$7{,}5 \cdot 10^6$	$9{,}7 \cdot 10^6$	1
— 11	200	$6{,}0 \cdot 10^6$	$9{,}7 \cdot 10^6$	0,91
— 300	104	$1{,}6 \cdot 10^6$	$9{,}7 \cdot 10^6$	0,23

Die Uebereinstimmung zwischen den theoretisch gewonnenen Resultaten und dem Experiment ist hierbei nicht gut. Sogar bei $E_a = 0$ Volt ist die Abweichung noch bedeutend im Gegensatz zu den beschriebenen Resultaten mit dem Marconi-Rohr. Andererseits zeigt die Tabelle, wie sich der Wert der Reihe ganz erheblich bei negativem E_a ändert.

Bei Verwendung verschiedener Röhrentypen ergeben sich also mehr oder weniger große Differenzen zwischen den Messungen und den berechneten Konstanten. Um einen Ueberblick über diese Verhältnisse zu gewinnen, wurde für einige andere Röhrentypen die Konstante aus Versuchen bestimmt und aus den Dimensionen berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle X wiedergegeben.

Tabelle X.

Röhrentype	$\lambda^2 \cdot E_g$	$(2\,r_2)^2 \cdot k$	r_2/r_1	$\frac{(2r_2)^2 \cdot k - \lambda^2 \cdot E_g}{(2r_2)^2 \cdot k}$ in %
1. Marconi-Rohr	$6{,}6 \cdot 10^6$	$6{,}4 \cdot 10^6$	2,5	— 3,1
2. Telefunken-Rohr (R. S. 19)	$7{,}8 \cdot 10^6$	$7{,}4 \cdot 10^6$	2,7	— 5,4
3. Schott-N-Rohr	$3{,}8 \cdot 10^6$	$4{,}6 \cdot 10^6$	3,4	+ 17
4. Schott-K-Rohr	$4{,}0 \cdot 10^6$	$5{,}1 \cdot 10^6$	4,1	+ 21
5. Schott-M-Rohr	$7{,}5 \cdot 10$	$9{,}7 \cdot 10^6$	4,6	+ 22,6
6. Gasrohr (Dr. Nickel)	$3{,}6 \cdot 10^6$	$6{,}4 \cdot 10^6$	5,1	+ 43

Die angegebenen Werte für die Wellenlänge sind entweder bei $E_a = 0$ Volt oder $E_a \ll E_g$ gemessen, so daß man also die Gleichung (3) anwenden kann.

Die Uebereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung ist wesentlich abhängig von der Größe r_2/r_1, wird dieses Verhältnis größer, so werden auch die Abweichungen größer.

Außerdem zeigt die Spalte $\frac{(2\,r_2)^2 \cdot k - \lambda^2 \cdot E_g}{(2\,r_2)^2 \cdot k}$, die die Abweichungen darstellt, daß sich das Vorzeichen umkehrt. Daraus läßt sich schließen, daß ein Rohr mit den Dimensionen $r_2/r_1 \backsim 3$ die besten Resultate liefern muß.

Sahánek[10]) benutzte Röhren (Type Schrack S. V. 7), bei denen $r_2/r_1 = 2{,}5$ ist. Die Spannungen waren $E_a = -2$ und $E_g = 8$ bis 32 Volt, also $E_a/E_g = 1/4$ bis $1/16$. Für $E_g = 32$ Volt wird $\lambda^2 \cdot E_g = 3{,}0 \cdot 10^5$ und $(2\,r_2)^2 \cdot k = 7{,}3 \cdot 10^5$. Die Differenz (58%), die ziemlich groß ist, entsteht, da $E_a/E_g \gg 1/50$ ist.

Da bei stärkerer Heizung die Wellenlänge verkürzt wird, seien einige Werte angeführt, um den Einfluß der Heizung auf den Wert der Konstanten zu ermitteln. Bei einem Schott-M-Rohr ergaben sich folgende Werte, wenn E_g und E_a konstant bleibt und $\mathfrak{Z}_H$ verändert wird ($E_g = 160$ Volt; $E_a = 0$ Volt).

Tabelle XI.

$\mathfrak{Z}_H$	$\lambda^2 \cdot E_g$	$(2\,r_2)^2 \cdot k$	Abweichung in %
0,9	$8{,}46 \cdot 10^6$	$9{,}7 \cdot 10^6$	+ 12,7
1,0	$8{,}39 \cdot 10^6$	$9{,}7 \cdot 10^6$	+ 13,5
1,01	$8{,}3 \cdot 10^6$	$9{,}7 \cdot 10^6$	+ 14,4
1,05	$7{,}2 \cdot 10^6$	$9{,}7 \cdot 10^6$	+ 25,6

Die Abweichungen werden bei stärkerer Heizung, also kürzerer Wellenlänge, größer. Dieses Resultat ist bei den Röhrentypen 3 bis 5 (Tabelle X) ungefähr dasselbe. Für die Typen 1 und 2 (Tabelle X) werden dagegen die Abweichungen bei stärkerer Heizung geringer.

Aus dem Vergleich der Rechnungen und der Meßresultate folgt, daß die Konstante ($\lambda^2 \cdot E_g =$ konst.) nur von den Röhrendimensionen (Anodendurchmesser) abhängig ist, wenn $E_a \ll E_g \left(E_a/E_g < \frac{1}{50}\right)$ und $r_2/r_1 \leq 3$ ist, und zwar stimmen dann die berechneten und beobachteten Werte

[9]) Barkhausen und Kurz, a. a. O.

[10]) Sahánek, a. a. O.

für solche Röhrentypen um so besser überein, je größer die Heizung ist.

Zusammenfassung.

1. Die von Barkhausen und Kurz, Scheibe, Gill und Morrell und von Sahánek angegebenen Messungen mit Gleichspannungen wurden wiederholt, wobei sich herausstellte, daß die Wellenlängen nicht nur durch die angelegten Spannungen, sondern auch durch angeschaltete Kapazitäten (um etwa 30%) verändert werden konnten.

2. Wurde die Gleichspannung an der Anode oder am Gitter oder beide durch eine Wechselspannung ersetzt, so entstanden ebenfalls kurze Wellen.

Die Abhängigkeit der Wellenlänge von den angelegten Spannungen wurde untersucht und in ähnlicher Weise wie bei Gleichspannung gefunden. Die Energie der Wellen, die wesentlich von den Röhrendimensionen abhing, war bei Verwendung von Wechselspannung geringer und nahm mit höheren Periodenzahlen immer mehr ab.

3. Bei der Untersuchung verschiedener Röhrentypen ergab sich, daß auch mit Gasröhren oder Röhren mit hin- und hergehenden Heizfäden kurze Wellen erzeugt werden konnten.

4. Die von Gill und Morrell angegebene Konstante $\lambda^2 \cdot E_g =$ konst. wurde diskutiert, wobei sich zeigte, daß $\lambda^2 \cdot E_g$ von den Röhrenmassen abhängig und gleich dem Quadrate des Anodendurchmessers multipliziert mit einer Konstanten war, wenn die Dimensionen des Rohres und die benutzten Spannungen innerhalb bestimmter Grenzen lagen.

Es ist mir eine ganz besondere Ehre, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. A. Esau für die Anregung zu dieser Arbeit und die äußerst liebenswürdige und wertvolle Unterstützung dabei vielmals zu danken. Desgleichen danke ich der Firma Schott & Gen., Jena, und dem Radio-Röhren-Laboratorium Dr. Nickel, Berlin, für die freundliche Ueberlassung von einigen Röhren.

(Eingegangen am 3. Dezember 1927.)

Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunksender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten.

Von **Hans Rukop**, Köln.

(Mitteilung aus den Laboratorien der Telefunken-Gesellschaft, vorgetragen auf der Tagung des Verbandes Deutscher Elektrotechniker in Kiel am 1. Juli 1927.)

(Fortsetzung*).

A. Der Leistungstransformator.

Zuerst soll als der einfachere der Leistungstransformator behandelt werden. Wir beginnen mit der Betrachtung seines Verhaltens bei den tiefsten Frequenzen und setzen dies in Beziehung zu seinem idealen Verhalten. Hierfür können Σ_1 und Σ_2 fortgelassen werden. Ferner erhält man hier eine genügende Annäherung, wenn, wie schon bei Fig. 4 angegeben, der Verlustwiderstand ϱ des Transformators als ein zu L parallel liegender ohmscher Widerstand ϱ bestimmter Größe angenommen wird, die aus folgendem hervorgeht:

Die primäre Induktanz oder Magnetisierung des Transformators wird durch einen Vektor wiedergegeben, der aus einer Induktanz mit einer ohmschen Komponente besteht. Er möge in Fig. 6 durch OA dargestellt werden. Ob man sich nun diesen Vektor als eine Serienschaltung von Widerstand und Induktanz oder als eine parallele Schaltung solcher vorstellt, ist absolut willkürlich. Bekanntlich gibt eine angenommene Reihenschaltung die einzelnen Organe $OB = r$ als Widerstand und $BA = \omega l$ als Induktanz. Die Fig. 6 zeigt ferner ein einfaches Verfahren, um den Vektor OA in parallele Komponenten zu zerlegen[2]). Man errichte nämlich auf OA in A eine Senkrechte, die die beiden Koordinatenachsen in C und D schneidet. $OD = \omega L$ ist dann die Induktanz, OC der parallel liegende Widerstand. Hat man es mit kleinen Verlustwinkeln (AOD in Fig. 6) zu tun, so ist praktisch $L = l$. Im folgenden soll immer mit dem Parallelschema, also mit L und ϱ gerechnet werden, weil die Eisenverluste einer sekundären Belastung des Transformators äquivalent wirken.

*) 1. Teil ds. Jahrbuch 32, S. 18, 1928, Heft 1.

2) Hierüber ist mir folgende Literaturstelle bekannt: E. Orlich, Arch. f. El. 8, 1919, 187.

Es ist nun bekannt, daß eine nach Material und Unterteilung bestimmte Eisensorte für jede Frequenz einen be-

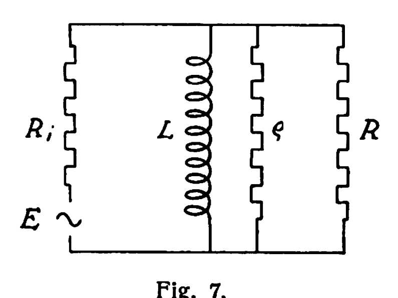


Fig. 7.

stimmten Verlustwinkel, hier γ genannt, hat.

Es ist $\gamma = \frac{r}{\omega l} = \frac{\omega L}{\varrho}$ (bei kleinem γ).

Hieraus würde sich ergeben $\varrho = \frac{\omega L}{\gamma}$.

Man kommt hierdurch beim Leistungstransformator für tiefe Frequenzen zu einem Ersatzschema wie Fig. 7. Dort bedeutet R also den übertragenen äußeren Widerstand, ϱ den Verlustwiderstand des Transformators. Für die Rechnung ist es am einfachsten, ϱ und R als eine parallele Kombination zu betrachten, die natürlich für jede Frequenz einen anderen Wert hat und für die Frequenz n hier R_n genannt sein soll. Hieraus ergibt sich die Spannung am

Widerstand $R_n = \frac{R\varrho}{R+\varrho}$, also auch an R, wie eine leichte Rechnung zeigt, zu

$$V_n = \frac{E}{\sqrt{\left(\frac{R_i}{\omega L}\right)^2 + \left(\frac{R_i}{R_n}+1\right)^2}},$$

wobei $\omega = 2\pi n$ ist. Die oben eingeführte Größe V_n bedeutet: V bei der Frequenz n, da von jetzt ab F, V und M als Index stets die Frequenz führen sollen, für die sie gelten. Für die Frequenzen, bei denen der Transformator ideal arbeitet, wo weder die Streuung noch die Magnetisierung noch die Eisenverluste eine merkliche Schwächung hervorrufen, d. h. im idealen Bereiche, erhält man an R eine Spannung V_{norm} von der Größe

$$V_{norm} = \frac{ER}{R_i + R}$$

Nun ist natürlich:

$$\frac{u V_{norm}}{E} = F_{norm} \text{ und } \frac{u V_n}{E} = F_n.$$

Daher wird: $\frac{V_n}{V_{norm}} = \frac{F_n}{F_{norm}} = M_n$, wie aus der oben gegebenen Definition von M hervorgeht. Das Verhältnis

$$M_n = \frac{V_n}{V_{norm}}$$

ist dann der für die quantitative Beschreibung gesuchte Ausdruck. Hierfür ergibt sich:

$$M_n = \frac{R_i + R}{R\sqrt{\left(\frac{R_i}{\omega L}\right)^2 + \left(\frac{R_i}{R_n}+1\right)^2}}$$

Dieser Ausdruck ist vorläufig recht undurchsichtig, kann aber sehr viel deutlicher gemacht werden, wenn man zu bestimmten Bedingungen übergeht.

Zunächst ist das Verhältnis von R zu R_i noch nicht klargestellt. Da wir es hier mit Schwachstromverhältnissen zu tun haben, wo es keineswegs auf den Wirkungsgrad, sondern nur auf Erzielung größter Leistungen bei vorgegebener EMK ankommt, wird man unwillkürlich nicht das Starkstromprinzip, d. h. $R \gg R_i$, sondern das Schwachstromprinzip $R = R_i$ anwenden wollen. Hiergegen ist zunächst kein ersichtlicher Einwand vorhanden. Es soll jedoch R vorläufig noch als unbestimmt angenommen werden, indem wir setzen: $R = g R_i$. Setzt man ferner $\omega L = m R_i$, so ändert sich obiger Ausdruck in

$$M_n = \frac{1+g}{g\sqrt{\frac{1}{m^2} + \left(\frac{g\gamma + m}{gm} + 1\right)^2}}$$

Hieraus wird nach Umformung

$$M_n = \frac{1}{\sqrt{\frac{g^2}{(1+g)^2 m^2}(1+\gamma^2) + \frac{2g\gamma}{(1+g)m} + 1}}$$

Für die bei einem guten Transformator der Praxis interessierenden Fälle, in denen, wie später ausführlich begründet wird, $g \geq 1$ angenommen werden kann, wo ferner stets $\gamma \ll 1$ ist, und wo m kaum merklich kleiner als 1 sein dürfte, im allgemeinen sogar wesentlich größer, läßt sich für obige Formel eine einfache Näherung angeben. Offenbar ist nach obiger Formel M_n immer kleiner als 1, wird aber im idealen Falle, d. h. für $m \gg 1$, annähernd gleich 1. Setzt man also $M_n = 1 - \delta$, so kann man δ treffend den relativen Abfall der Frequenzkurve gegenüber ihrer Höhe bei idealen Frequenzen nennen. Dann läßt sich folgende Näherung gebrauchen:

$$\delta = \frac{3}{8}\left[\frac{g}{(g+1)m} + \gamma_n\right]^2,$$

wenn γ_n den Verlustwinkel des Eisens bei der vorliegenden Frequenz n vorstellt. Als Beispiel möge dienen:

$$\omega L = R_i, R = R_i, \gamma = \frac{1}{6}, \text{ also: } m = 1, g = 1, \gamma = \frac{1}{6}.$$

Dann ist:

$$\delta = \frac{3}{8}\left[\frac{1}{2} + \frac{1}{6}\right]^2 = 0{,}17 = 17\%.$$

Hätten wir verlustfreies Eisen, also $\gamma = 0$, so wäre

$$\delta = \frac{3}{8} \cdot \frac{1}{4} = \text{etwa } 10\%.$$

Das heißt, der durch den Verlustwinkel $\gamma = \frac{1}{6}$ hervorgerufene Abfall beträgt hier etwa 7%. Bei den günstigen (idealen) Frequenzen, d. h. bei $m \gg 1$ geht δ, also auch der Beitrag der Eisenverluste auf annähernd Null herunter, wie man am sichersten aus dem obigen, noch nicht angenäherten Ausdruck für M_n ersehen kann.

Bei Anwendung von relativ verlustfreiem Eisen der Praxis, dem sogenannten legierten Blech von nur einigen Zehntel mm Dicke, wo γ in der Nähe von 0,1 liegt, kann man für tiefe Frequenzen eine noch einfachere rohe Annäherungsformel benutzen, die für δ bis zu Werten von etwa 30% befriedigend gilt:

$$\delta = \frac{1}{2}\left(\frac{g}{g+1}\right)^2 \frac{1}{m^2}.$$

Man sieht, daß für $g > 1$ der Abfall stärker ist als für $g \leq 1$, d. h. für $R > R_i$ stärker als für $R \leq R_i$. Hieraus dürfen aber erst nach Diskussion der hohen Frequenzen Schlüsse

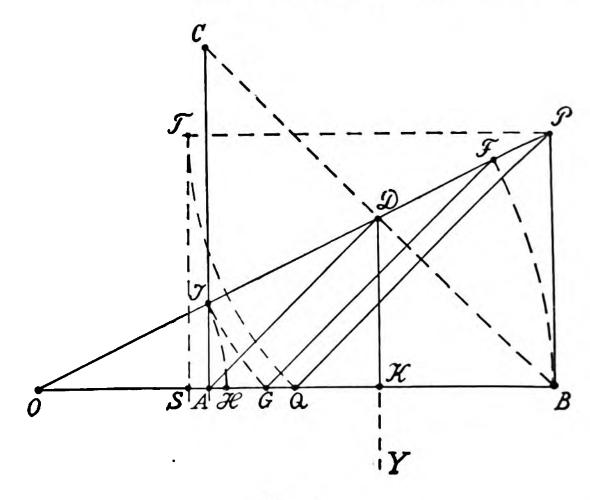


Fig. 8.

gezogen werden. Für ein verlustfreies Eisen lassen sich M_n und δ durch ein einfaches Diagramm zeigen.

In Fig. 8, wo die angenommenen Größen von R_i, R und ωL aus der Zeichnung hervorgehen, bedeutet OA den inneren Widerstand R_i, AB den äußeren Widerstand R, AC die Induktanz der Magnetisierung. Dann stellt analog der Zerlegung nach Fig. 6 AD den resul-

tierenden Vektor von Magnetisierung und äußerem Widerstand dar. Demnach wird $OD = E$. Im Falle der günstigsten Frequenz steigt die Induktanz praktisch auf ∞ und der resultierende Vektor wird identisch mit AB. Dann wird $E = OB$. Um die beiden Fälle auf denselben Maßstab zu bringen, wird OD auf $OF = OB$ verlängert, und die zu AD parallele FG wird dann die gesuchte Größe, die zum besseren Vergleiche mit Hilfe der beiden Kreisbögen GI um F und IH um 0 auf BA als BH abgetragen wird. Diese Strecke zeigt nun im Vergleich zu AB den Abfall von M bei den tiefen Frequenzen.

Es ist:

$$M_n = \frac{BH}{BA} \text{ und } \delta = \frac{AH}{AB}.$$

Allerdings ließe sich der Abfall AH durch einen Hilfskondensator beseitigen und sogar überkompensieren, wie Fig. 8 weiter zeigt. Dieser Kondensator müßte in Serie mit R_i und der Kombination $L//R$ liegen. Dann würde sein Spannungsvektor offenbar auf die Linie DY fallen. Das Optimum erhält man bei gleichbleibendem AD dann dort, wo die EMK ihr Minimum hätte, d. h. auf dem Lot von O auf DY, also bei $E = OK$ und demnach der Kondensanz DK. Um diese EMK auf das Maß von OB zu bringen und die AD entsprechende Größe festzustellen, bildet man das OKD ähnliche Dreieck OBP. Dann wird die entsprechende Spannung gleich der zu AD parallelen PQ. Diese auf BO abgetragen ergibt BS (indem $PT = PQ$ und parallel zu BO, ferner TS parallel PB gezeichnet wird), das nun mit BH und BA verglichen werden kann.

Auch für einen Transformator mit Eisenkern von merklichem Verlustwinkel läßt sich ein Diagramm analog Fig. 8 leicht angeben. Es würden sich dann zwei weitere Vektoren ergeben, nämlich die Spannung an R einmal ohne Vorhandensein des Kondensators C, und zweitens die mit einem solchen. Wollte man alle diese zum Vergleich in das Diagramm Fig. 8 hineinkonstruieren, so würde es reichlich unübersichtlich werden. Deswegen zeigt das Diagramm Fig. 9 die Methode im Prinzip, und zwar ist darin nur der Fall

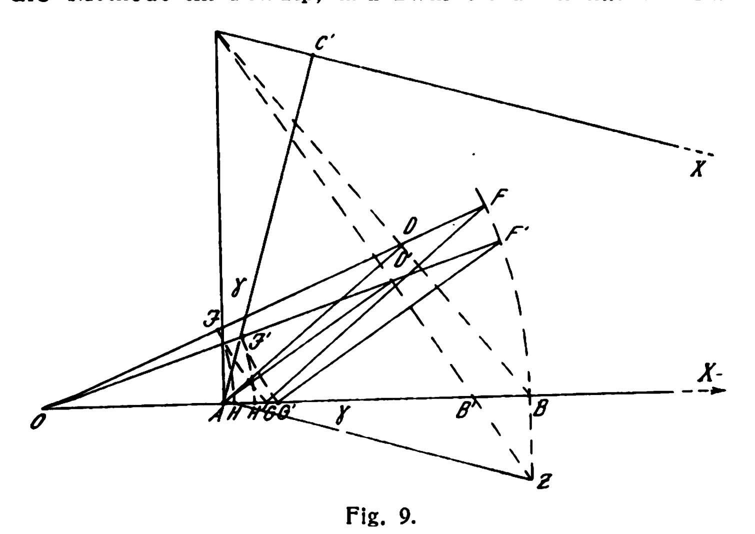


Fig. 9.

ohne Parallelkapazität in den beiden Variationen, nämlich einmal beim Verlustwinkel Null und einmal bei merklichem Verlustwinkel γ gezeichnet. Für das erstere bedeuten die Buchstaben $O, A, B, C, D, F, G, J, H$ ganz dasselbe wie in Fig. 8. Es sei nun statt AC eine verlustreiche Induktanz AC' angenommen, die dadurch entstanden sein soll, daß parallel zu der verlustlosen Induktanz AC der Verlustwiderstand $\varrho = AX$ liegt. Wie bereits bei Fig. 6 auseinandergesetzt, ergibt sich dann der resultierende Vektor AC', der senkrecht auf CX steht. Die Konstruktion des nunmehr resultierenden Vektors aus AB und AC' ergibt AD', das man auf folgende Weise gewinnt. Auf AC' wird die Senkrechte AZ, auf AB die Senkrechte BZ errichtet. Die Senkrechte von A auf die Verbindungslinie CZ, welch letztere AB in B' schneidet, ergibt dann den gesuchten Vektor AD'. Dieses zeichnerische Verfahren besteht eigentlich darin, daß der Vektor AC' in seine parallelen Komponenten $AC = \omega L$ und $AX = \varrho$ zerlegt wird, daß dann der aus der Parallelschaltung von AB und AX resultierende Vektor AB' gefunden wird und daß schließlich aus der Parallelschaltung von AB' und AC der gesuchte Vektor AD' entsteht. Wenn man nun dieses Diagramm auf eine OB gleiche EMK vergrößert, so ergibt sich der richtige Vektor $F'G'$, der durch Umtragung gleich BH' wird. Man sieht, daß durch die Eisenverluste hier der Abfall von AH auf AH' vergrößert, M also von BH auf BH' verkleinert wird ($AB = 1$ gedacht).

Genau die gleiche Konstruktion läßt sich für den Fall mit dem Kondensator anwenden, und sie würde zeigen, daß BS in Fig. 8 durch den Verlustwinkel γ etwa in demselben Maße verkleinert wird, wie es in Fig. 9 mit BH geschehen ist.

Der Nutzen des Kondensators C_1 ist also nicht sehr groß, aber immerhin merklich, insbesondere gegenüber dem ja auch kleinen Abfall AH, den er sogar überkompensiert hat. Trotzdem lohnt es sich im allgemeinen nicht, ihn anzuwenden.

Es kommt hier nämlich hinzu, daß die Leistungstransformatoren größtenteils in den Anodenkreisen der Verstärkerröhren liegen, so daß die Primärwicklungen vom Gleichstrom durchflossen werden, was bei Vorhandensein eines derartigen Serienkondensators verlustreiche Schaltungskomplikationen zur Folge hätte.

Nach obigen Ausführungen dürfte das Frequenzband für tiefe und ideale Frequenzen klargestellt sein. Für hohe Frequenzen jedoch sind andere Bedingungen zu beachten. Es soll zunächst angenommen werden, daß die Wicklungskapazitäten genügend klein sind, um vernachlässigt werden zu können, was in der Tat bei derartigen Leistungstransformatoren bis zu den angegebenen Frequenzen durch normale Stufenwicklung leicht zu erfüllen ist. Oben wurde die Voraussetzung gemacht, daß die Kupferwiderstände genügend niedrig und das Eisen für tiefe Frequenzen genügend verlustfrei sein sollen. Es muß darauf hingewiesen werden, daß unter dieser Bedingung das Eisen auch für hohe Frequenzen genügend verlustfrei ist; denn bei steigender Frequenz nimmt γ zwar zu, aber m nimmt so stark zu, daß diese Abfälle gegen Null konvergieren. Es bleibt daher als letzter, aber dafür um so schlimmerer Feind für die hohen Frequenzen nur die Streuung zu berücksichtigen. Nimmt man etwa an, daß als Bedingung für tiefe Frequenzen, z. B. 25 Hertz, gewählt wurde:

$$\frac{\omega L}{R_i} = 1, \text{ d. h. } L = \frac{R_i}{2\pi\, 25}$$

und daß man es mit normalen Streuungen, wie sie aus der Elektrotechnik für Transformatoren bekannt sind, zu tun hat (z. B. $\sigma = 1\%$), so ergäbe sich bei der Frequenz $N = 10\,000$ Hertz eine Streuinduktanz von

$$2\pi N \Sigma = 2\pi N \sigma L = 2\pi \cdot 10000 \cdot 0{,}01 \cdot \frac{R_i}{2\pi\, 25} = 4 \cdot R_i.$$

Es ist auf den ersten Blick zu sehen, daß bei einem äußeren Widerstand von der Größenordnung R_i der Abfall an der Streuinduktanz eine vollständig unerlaubte

Schwächung der hohen Frequenz zur Folge haben müßte. Diese Bedingungen lassen sich leicht durch eine Formel ausdrücken. Betrachtet man für die Streuung das vereinfachte Ersatzschema Fig. 10 (ωL und ϱ sind hier praktisch $= \infty$), so ergibt sich:

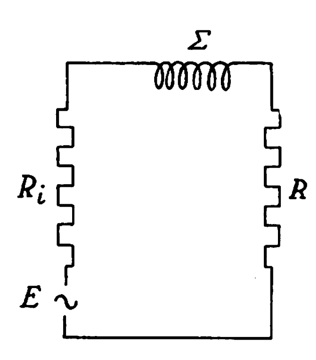


Fig. 10.

$$V_N = \frac{E R}{\sqrt{(R_i + R)^2 + (2\pi N L \sigma)^2}}$$

Setzt man dies wieder in Beziehung zu

$$V_{\text{norm}} = \frac{E R}{R_i + R},$$

so erhält man

$$M_N = \frac{R_i + R}{\sqrt{(R_i + R)^2 + (2\pi N L \sigma)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{2\pi N L \sigma}{R_i (g+1)}\right]^2}}.$$

Führt man hier die Bezeichnung $\frac{N}{n} = b$ ein, was die Breite des Tonfrequenzbandes, geometrisch ausgedrückt, bedeutet, so erhält man

$$M_N = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{2\pi n L \sigma b}{(g+1) R_i}\right]^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{\sigma m b}{g+1}\right]^2}}.$$

Hieraus wird bei Voraussetzung kleiner Abfälle

$$M_N = 1 - \varDelta \text{ und } \varDelta = \frac{1}{2}\left[\frac{2\pi N L \sigma}{(g+1) R_i}\right]^2 = \frac{1}{2}\left[\frac{\sigma m b}{g+1}\right]^2.$$

Hiernach könnte man geeignete Größen von L und g finden, um bei vorgegebenen σ, N, R_i einen hinreichend kleinen Wert von $\varDelta$ zu erreichen. Dies darf aber nicht ohne Berücksichtigung der tiefen Frequenzen geschehen. Setzt man im obigen Ausdruck den aus der Bedingung für die tiefsten Frequenzen gefundenen Wert für m, nämlich die Annäherung

$$\delta = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{m^2} \cdot \frac{g^2}{(g+1)^2}, \text{ das heißt: } m = \frac{g}{g+1}\sqrt{\frac{1}{2\delta}}$$

ein, so ergibt sich

$$\sigma = 2\sqrt{\varDelta\delta} \cdot b \frac{(g+1)^2}{g}$$

und wenn man für beide Grenzfrequenzen den gleichen Abfall $\varDelta = \delta = D$ zuläßt

$$\sigma = 2 D \cdot \frac{1}{b} \frac{(g+1)^2}{g}, \text{ oder } D = \frac{\sigma b}{2} \cdot \frac{g}{(g+1)^2}.$$

Hieraus ergibt sich beispielsweise für

$$R = R_i, \text{ also } g = 1, \ \varDelta = \delta = 10\%, \ n = 25, \ N = 10\,000$$

die Bedingung für σ:

$$\sigma = 0{,}0020 = 0{,}2\%.$$

Die Bedingungen des Beispiels führen also zu einer notwendigen Herabsetzung der Streuung, die technisch recht unangenehm sein dürfte. Die Größe g ist aber noch immer festsetzbar. Es wurde oben darauf hingewiesen, daß ein größer werdendes g die Abfälle bei tiefen Frequenzen verschlimmert. Der Ausdruck für $\varDelta$ zeigte, daß bei hohen Frequenzen das Umgekehrte eintritt, d. h., daß hier ein größer werdendes g die Abfälle verkleinert.

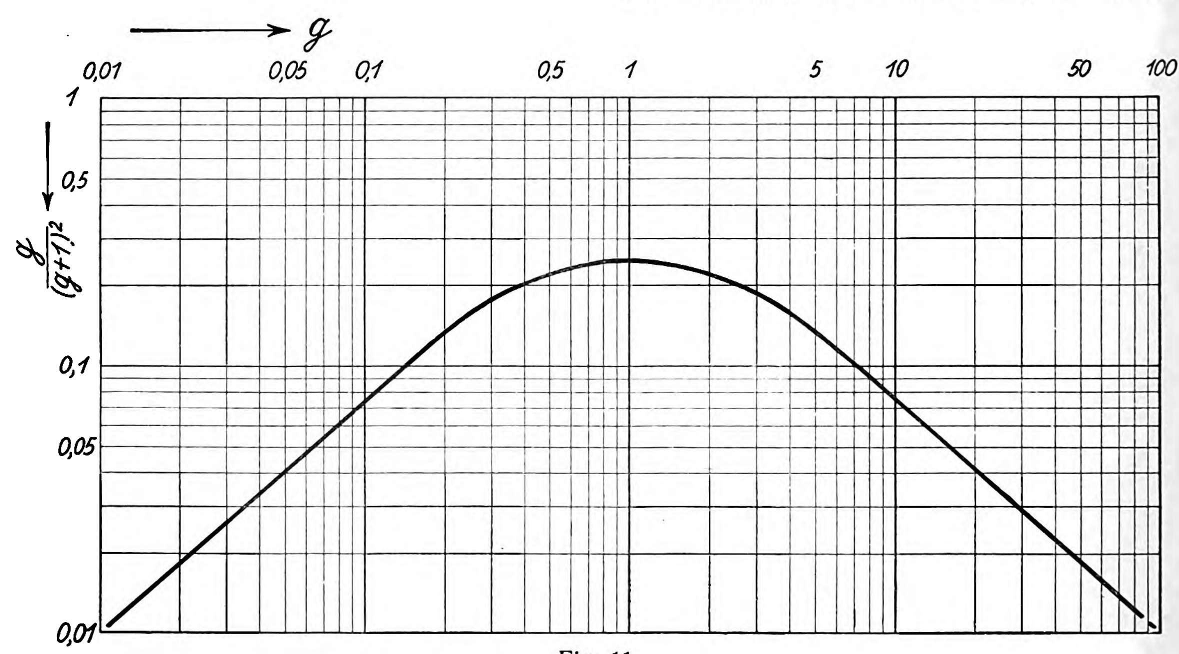


Fig. 11.

Hierfür kann am besten eine aus obiger Bedingung für σ abgeleitete Formel zu Rate gezogen werden. Diese Formel:

$$\sqrt{\varDelta\delta} = \frac{\sigma b}{2} \cdot \frac{g}{(g+1)^2}$$

zeigt, daß sich hier durch richtige Wahl von g etwas erreichen läßt.

In der Tat ändert der Ausdruck $\frac{g}{(g+1)^2}$ für verschiedene Werte von g seine Größe so, wie es Bild 11 angibt, d. h.

er hat ein Maximum bei $g = 1$. Demnach ist erstaunlicherweise $R = R_i$ gerade der schlechteste Wert für den äußeren Widerstand, und sowohl $R > R_i$ als auch $R < R_i$, ergeben günstigere Abfallsbedingungen. Wir werden später sehen, daß die Fälle $R < R_i$ hier aus anderen Gründen unbrauchbar sind, und daß somit $R > R_i$ gewählt werden muß. Da nun die letztgenannte Formel nur das Produkt der beiden Abfälle enthält, aber nicht aussagt, wie groß bei verschiedenen Werten von g, b und σ die Abfälle Δ und δ einzeln sind, muß eine weitere Beziehung gesucht werden, die dies angibt. Hierfür maßgebend ist nämlich allein m, d. h. L, das aus obiger Formel eliminiert wurde. Zur Auffindung dieser Beziehung muß auf die früheren Formeln zurückgegangen werden:

$$\Delta = \frac{1}{2}\left[\frac{2\pi N L \sigma}{(g+1) R_i}\right]^2 \text{ und } \delta = \frac{1}{2}\left[\frac{g}{g+1} \cdot \frac{R_i}{2\pi n L}\right]$$

und hieraus:

$$\sqrt{\frac{\Delta}{\delta}} = \frac{\sigma}{g} \cdot \frac{4\pi^2 n N L^2}{R_i^2} = \frac{\sigma m^2 b}{g} \cdot \text{ oder } m = \sqrt{\frac{g}{\sigma b}} \sqrt{\frac{\Delta}{\delta}}$$

Diese Formel zeigt, daß, wenn Δ und δ gleich bleiben sollen, mit g auch m, d. h. L, geändert werden muß, und zwar proportional $\sqrt{g}$. Aus den beiden Formeln für

$$\sqrt{\Delta \delta} \text{ und } \sqrt{\frac{\Delta}{\delta}}$$

ist in bequemster Weise alles zu ersehen.

Durch die oben beschriebenen Dimensionierungen kann natürlich nur dann eine gute Frequenzkurve erzielt werden, wenn als Grundlage eine wirklich kleine Streuung erreicht ist. Denn die Formeln zeigen ja, daß dann durch Erhöhung von m auch der Abfall bei tiefen Frequenzen verringert werden kann. Deshalb ist es eben die Hauptforderung, mit der Streuung des Transformators so weit heruntergehen, wie es sich technisch irgendwie ermöglichen läßt, und für die noch verbleibenden Abfälle an anderen Stellen Korrekturen anzubringen.

Es ist dem Verstärker-Laboratorium von Telefunken nun gelungen, Transformatoren zu bauen, deren Streuung bis auf 0,25% vermindert werden konnte, und zwar Transformatoren mit zwei getrennten Wicklungen bis zum Transformations-Verhältnis von etwa 1 : 5. Geringe Streuungen sind in zwei verschiedenen Wicklungsarten ermöglicht worden, die sich wesentlich voneinander unterscheiden. Die eine Wicklungsart gibt die geringste Streuung von etwa 0,25%, hat dagegen zwischen der Primär- und Sekundärwicklung ein Mehrfaches an Kapazität wie die der zweiten Art, welch letztere bei entsprechend kleinerer Kapazität bis auf eine Streuung von etwa 0,6% herunterzukommen gestattet. Zwar darf ein Leistungstransformator unbedenklich die höhere Kapazität haben, so daß man da bei $\sigma = 0{,}25\%$ nur Abfälle von 6 bis 7% an den Grenzen erhält. Aber die kleinste Streuung geht in den meisten Fällen durch die Notwendigkeit von Luftspalten (siehe B) wieder verloren. Daher muß man hier mit Abfällen von etwa je 20% rechnen.

Fig. 12 zeigt einige Frequenzkurven von Leistungstransformatoren bei verschiedenen Dimensionierungen, die aus folgender Tabelle zu ersehen sind.

Kurve	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
g	$\frac{1}{16}$	$\frac{1}{4}$	1	4	16	$\frac{1}{4}$	1	4	4
m bei 25 Hertz	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	1	2	4	$\frac{1}{2}$ 0,7	0,7	2 · 0,7	4

Für alle Kurven ist $\gamma = \frac{1}{6}$ und $\sigma = 0{,}5\%$ angenommen. Die Kurven I, II, III, IV, V zeigen den Einfluß der Größe von g, wobei $g = \frac{1}{16}$ und $g = 16$ untereinander gleiche Kurven ergeben, ebenso $g = \frac{1}{4}$ und $g = 4$ mit größeren Abfällen, $g = 1$ eine noch merklich schlechtere. Die zugehörigen Werte von m sind so gewählt, daß m proportional $\sqrt{g}$ ist, $\frac{\Delta}{\delta}$ also konstant bleibt, und zwar ist hier rein willkürlich Δ etwas größer als δ. Die Kurven VI, VII, VIII haben die gleichen g-Werte wie II, III, IV, nur ist dabei m jeweils verkleinert, und zwar auf das 0,7fache, wodurch, wie leicht einzusehen, die Abfälle bei tiefen Frequenzen vergrößert, bei hohen verkleinert werden. Das Produkt $\Delta\delta$ bleibt hierbei konstant. Kurve IX ist mit IV und VIII zu vergleichen, denn sie hat dasselbe g, jedoch ein noch größeres m als beide, daher sehr kleines δ, großes Δ. Sie zeigt demnach eine verkehrte Dimensionierung des Transformators an.

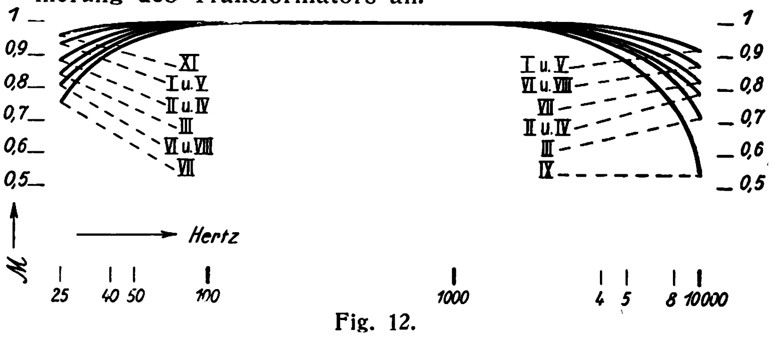


Fig. 12.

Bei Betrachtung der Kurven von Fig. 12 wird es erst klar, welches der „ideale" Transformationsbereich ist, und wie die sogenannten „höheren" Frequenzen und die „tieferen" dazu liegen. Wenn man nämlich die „Breite des Frequenzbereiches" festgelegt hat, so ergibt sich bei der Untersuchung der M-Kurve an beiden Grenzen, daß die Abfälle nach der Mitte der M-Kurve zu mit der Frequenz in quadratischer Progression abnehmen, d. h. also bei hohen Frequenzen direkt, bei tiefen umgekehrt proportional dem Quadrat der Frequenzen sind. Dort wo beide Abfälle praktisch gleich Null sind, also wo M so gut wie identisch mit 1 ist, liegt der ideale Frequenzbereich, der, wie aus Fig. 12 hervorgeht, unter den vorliegenden Bedingungen mehrere Oktaven, nämlich etwa 100—2000 Hertz, umfaßt. Theoretisch besteht die Möglichkeit, daß ein Transformator überhaupt keinen idealen Frequenzbereich hat. Dies kann aber nur bei abnorm hoher Streuung oder abnorm großem Verlustwinkel vorkommen, darf hier also als praktisch ausgeschlossen gelten.

Sehr klein sind, wie man sieht, die Abfälle bei den Kurven I und V. Allerdings haben so extreme g-Werte in der Praxis schon Unannehmlichkeiten in der Ausnützung der Röhren zur Folge. Da dies bei Daten, wie etwa für Kurve IV, weniger der Fall ist, die Verbesserung gegenüber $g = 1$ (Kurve III) aber doch merklich ist, wird diese Dimensionierung tatsächlich angewendet, und beispielsweise beim Ausgangstransformator eines Verstärkers, der auf ein Kabel arbeitet, wird durch geeignete Transformation der äußere Widerstand etwa 3- bis 4mal so groß gemacht wie der innere. Allerdings sind hierfür noch andere Gründe vorhanden.

Es ist nämlich von Wichtigkeit, den Fall zu betrachten, daß der äußere Widerstand R nicht konstant, sondern mit der Frequenz variabel wäre, ein Fall, der in der Praxis

insbesondere bei Kabeln häufig eintritt. Jedoch läßt sich dieser Fall nicht so behandeln, daß man eine allgemeine Lösung dafür geben könnte. Im Prinzip läßt sich aber sagen, daß gerade bei einem äußeren Widerstand veränderlicher Größe es notwendig wird, die eben geschilderte Dimensionierung, nämlich $g \gg 1$ anzuwenden und nicht etwa $g \ll 1$. Bei variablem R wird nämlich auch bei idealen Frequenzen, wo $\Delta = 0$ und $\delta = 0$ sind, M frequenzabhängig, weil dort $V = \frac{E \cdot g}{g+1}$ wird. Dieser Ausdruck ist aber bei

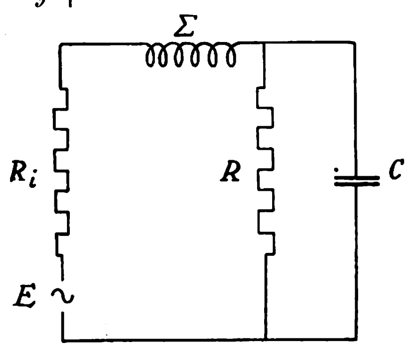


Fig. 13.

schwankendem g relativ konstant, wenn $g \gg 1$ bleibt, aber stark variabel, wenn $g \ll 1$ ist. Deshalb muß also $g \gg 1$ gewählt werden. Dies ist das wichtigste Mittel gegen die

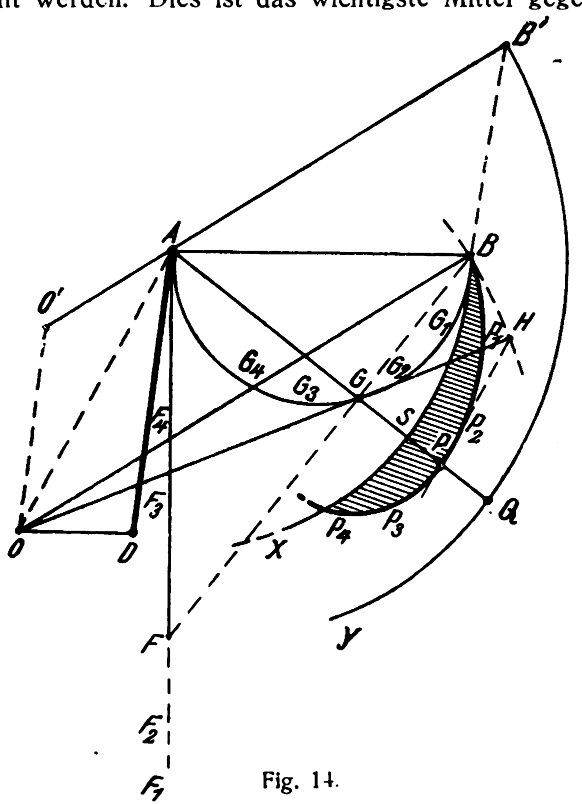


Fig. 14.

Einflüsse dieser Schwankung, abgesehen von besonderen Korrektionen, die für einzelne Frequenzgebiete noch gemacht werden können, und die man im allgemeinen „Entzerrung" nennt, von denen auch einige in den späteren Kapiteln beschrieben werden. — Im ganzen genommen hat sich gezeigt, daß für den Leistungstransformator die Herabsetzung der Streuung die Hauptfrage ist.

Man könnte hier auf den Gedanken kommen, die Streuinduktanz durch eine Kapazität irgendwie ausgleichen zu wollen. Eine Aussicht hierfür bietet das Parallelschalten einer Kapazität zum Belastungswiderstande R_2. Das Ersatzschema hierfür zeigt Fig. 13, dessen Wirksamkeit aus dem Diagramm Fig. 14 ersehen werden kann. In diesem Bild bedeutet OD den inneren Widerstand, DA eine beliebig angenommene Streuinduktanz, deren Größe und Winkel aus der Zeichnung hervorgeht, und AB den äußeren Widerstand, wobei $g > 1$ angenommen ist. Die EMK bei $C = 0$ wird dann zu OB. Die Nutzspannung an R ist AB. Die Parallelschaltung eines C zu R ergibt z. B. den Vektor AF, der mit AB den resultierenden Vektor AG bildet. Läßt man C alle möglichen Werte von Null an durchlaufen, so nimmt der Vektor AF alle Größen von ∞ bis 0 an, von denen natürlich die kleinsten Werte, d. h. die für sehr großes C nicht interessieren, wie ohne weiteres einleuchtet. Der Endpunkt des resultierenden Vektors AG, nämlich G, durchläuft dann einen halben Kreis über AB. so daß bei Durchlaufen der Kondensanzen AF_1, AF_2, AF_3, AF_4 usw. die resultierenden Vektoren AG_1, AG_2, AG_3, AG_4 usw. entstehen. Die jeweilige EMK ist dann gleich OG, OG_1, OG_2 usw. Um nun den Nutzen der Kapazität C zu beurteilen, müssen die jeweiligen EMKe auf das gleiche Maß gebracht werden. Dies geschieht z. B. für OG, indem man diese auf $OH = OB$ verlängert und die Parallele durch H zu AO zieht, die die Verlängerung von AG in P schneidet. Der dadurch neu gewonnene Vektor AP gibt dann die Spannung an der Kombination C/R richtig wieder im Vergleich zu der Spannung, die ohne C dort entstehen würde. Läßt man C alle Werte durchlaufen, so beschreibt der Endpunkt dieses neuen Vektors die Kurve BP_1, P_2, P_3 usw. Zum Vergleich ist die jeweilige Spannung an R ohne C dadurch aufgetragen, daß mit AB um A ein Kreisbogen geschlagen ist, nämlich BX. Das schraffierte Gebiet zwischen dem Kreisbogen BX und der Kurve BP, P_1, P_2, P_3 usw. stellt dann den Nutzen dar, den Die Parallelschaltung von C zu R bringen kann. Wäre gar keine Streuinduktanz da, so würde sich die vorhandene EMK OB, wie die Parallelverschiebung auf O' B' zeigt, so auf R_i und R verteilen, daß an R die Spannung AB' läge. Zum Vergleich mit den Spannungen an R in den vorher besprochenen Fällen ist der Kreisbogen $B'Y$ um A geschlagen. Ohne Streuinduktanz würde dann an R die Spannung AQ, bei vorhandener solcher die Spannung AS, bei Parallelschaltung der Kondensanz AF die Spannung AP auftreten, die, wie Kurve B, P_1, P_2, P_3 usw. zeigt, etwa das Kapazitäts-Optimum darstellt.

Man sieht, daß unter den angenommenen Größen der Nutzen der Kapazität immerhin merklich ist, wenigstens im Vergleich zu dem zu kompensierenden Streuabfall.

Es braucht nun keineswegs geschlossen zu werden, daß der Rundfunksender-Verstärker bereits endgültig mit den geschilderten Abfällen bei tiefen und hohen Frequenzen behaftet ist. Vielmehr läßt sich durch geeigneten Bau der Gittertransformatoren und ihrer Kreise die beschriebene Schädigung ohne weiteres ausgleichen und sogar überkompensieren, wie in den folgenden Kapiteln gezeigt werden wird.

Zwei wichtige Fragen sind bisher nicht berührt worden, nämlich erstens die Gleichstrommagnetisierung der Transformatorenkerne durch die Anodenströme der Röhren, zweitens die Größe und Konstanz der Permeabilität des Eisens für verschiedene Amplituden und verschiedene Frequenzen unter dem Einfluß der Zeit und der Behandlung der Transformatoren. Hierüber wird im folgenden Abschnitt B einiges mitgeteilt.

Erstaunlich ist auf den ersten Blick die Tatsache, daß die Eisenverluste gerade nur bei tiefen Frequenzen von Bedeutung sind. Aber die Ableitungen zeigen dies vollkommen klar.

(Schluß folgt.)

Referate.

H. E. Hallborg, L. A. Briggs und **C. W. Hansell.** Kommerzieller Fernverkehr mit kurzen Wellen. (Short-wave commercial long-distance communication.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 467—499, 1927.

a) Der erste historische Teil der Arbeit enthält die Entwicklung der Kurzwellensender bei der Radio Corporation of America, der die Verfasser angehören. Die verschiedenen Sender, die zum Teil gleichzeitig, zum Teil nacheinander benützt wurden, sind durch zahlreiche Figuren veranschaulicht. Das Verzeichnis, das die Stationen in zeitlicher Reihenfolge mit ihren Wellenlängen enthält, fängt mit Sendern für 60—110 bzw. 103 m Wellenlänge an und hört mit einem solchen für eine Wellenlänge von 14,1 m auf!

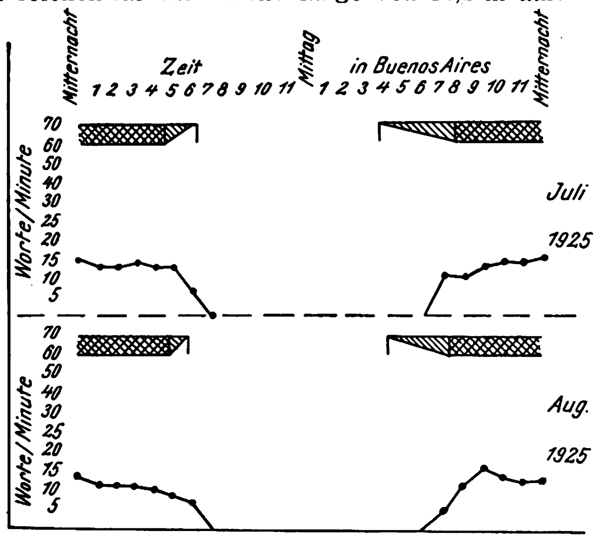


Fig. 1.
Verkehr New Brunswick (N J) mit Buenos Aires auf Welle $\lambda = 43$ m

b) Der zweite Teil berichtet in sehr eingehender Weise über die Betriebserfahrungen mit diesen Sendern, die teils dem Verkehr zwischen Nord- und Südamerika, teils demjenigen zwischen Nordamerika und Europa dienten. Es ist nicht möglich, darüber kurz zu referieren. Um aber zu zeigen, in welcher Art diese Betriebserfahrungen zusammengestellt sind und welchen praktischen Erfolg der Uebergang zu sehr kurzen Wellen bedeutete, sind in Fig. 1 und 2 aus dem Verkehr mit Buenos Aires zwei Monate, Juli und August, herausgenommen, und zwar in Fig. 1 die Sendestation New Brunswick N. J. $\lambda = 43$ m Juli und August 1925, in Fig. 2 die Sendestation Rocky Point (Long Island) $\lambda = 14{,}93$ m, Juli und August 1926. Die schraffierten Streifen geben die Verteilung von Tag und Nacht, die Ordinaten der Kurven die zulässige Telegraphiergeschwindigkeit in Worten/Min. (1 Wort = 5 Buchstaben) beim Empfang in Buenos Aires, und zwar nach dem stündlichen Durchschnitt, an.

c) Der dritte Teil behandelt die technische Entwicklung des Senders.

1. Die erste Schwierigkeit beim Uebergang zu extrem kurzen Wellen waren die starken, kapazitiven Ladungsströme, die eine unzulässige Erwärmung der Metallteile der Röhre und damit eine Verkürzung ihrer Lebensdauer zur Folge hatten. Hand in Hand damit ging eine Erwärmung des Glases durch die dielektrischen Verluste in dem hochfrequenten Wechselfeld und Erhöhung der Gefahr des Durchschlags. Begünstigt wurden diese Erscheinungen noch durch die Schwierigkeit, die Entkopplung bei diesen hohen Frequenzen so exakt zu machen, daß keine parasitären Eigenschwingungen in irgendwelchen Teilen des Systems eintraten. Beide Ursachen drückten außerdem den Wirkungsgrad des Senders sehr herunter.

Abhilfe wurde geschaffen durch sorgfältigen Bau der Stromkreise und durch die Konstruktion von Spezialröhren für diese hohen Frequenzen mit dem Erfolg, daß die Lebensdauer der Röhren heute etwa das Dreifache der früheren ist.

2. Ein weiteres Problem ist die Konstanthaltung der Frequenz. Bei Ueberlagerungsempfang kommt es darauf an, daß die Schwankungen der Frequenz einen bestimmten absoluten Betrag nicht übersteigen. Die Anforderungen an die Konstanz der Frequenz werden also prozentisch um so größer, je höher die Frequenz ist, bei einer Wellenlänge von 15 m 1000 mal so groß, als bei einer Wallenlänge von 15 000 m.

Die Verwendung von piezo-elektrischen Oszillatoren half über diese Schwierigkeit hinweg, so daß heute der Ueberlagerungston während Stunden oder sogar Tagen genügend konstant bleibt, ohne daß irgend eine Nachregulierung nötig wäre.

Im Zusammenhang mit der Verwendung von Quarz-Oszillatoren besteht aber die weitere Schwierigkeit, daß sie für extrem hohe Frequenzen nicht geeignet sind und daß bei diesen hohen Frequenzen eine Rückwirkung der Verstärkungsstufen von hoher Leistung auf diejenigen von niedriger nur schwer vermieden werden kann. Es wurden deshalb Quarz-Oszillatoren von verhältnismäßig niederer Frequenz verwendet, die verschiedenen Stufen der Verstärker aber nicht nur zur Verstärkung, sondern auch zur

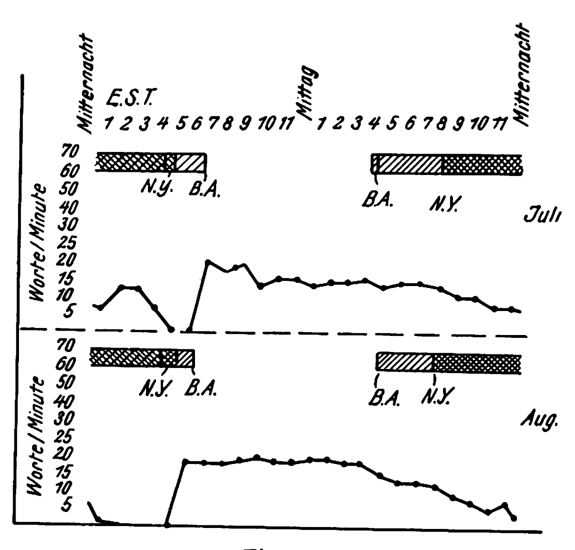


Fig. 2.
Verkehr Rocky Point (Long Island)
mit Buenos Aires auf Welle $\lambda = 14{,}96$ m

Vervielfachung der Frequenz eingerichtet, d. h. die folgende Stufe wurde auf eine Harmonische der vorhergehenden abgestimmt. Der Wirkungsgrad blieb doch verhältnismäßig gut, und man gewann den großen Vorteil, daß die Rückwirkung der höheren Verstärkungsstufen auf die niederen wegen der ganz verschiedenen Frequenz nur gering war und daß außerdem ein großer Teil des ganzen Sendesystems keine sehr hohen Frequenzen führte.

3. Eine für die kommerzielle Verwendung wichtige Frage war weiter die Verringerung der Schwunderscheinungen. Die Beobachtung, daß die Schwunderscheinungen nicht

gleichzeitig für zwei nur ganz wenig voneinander verschiedene Frequenzen auftreten, legte den Gedanken nahe, nicht eine einzige Frequenz auszusenden, sondern ein ganzes Band von Frequenzen. Eine Möglichkeit dazu bot die Modulation der Schwingungen einer einzigen Frequenz oder eine rasche kontinuierliche Aenderung der Frequenz. Beide Methoden wurden versucht, aber ohne durchschlagenden Erfolg bezüglich der Schwunderscheinungen und nicht ohne Schwierigkeiten für den Empfang, bei dem jedenfalls mit den gegenwärtigen Methoden eine einzige konstante Frequenz wünschenswert ist.

Die Verfasser bemerken noch, daß die Entwicklungs-Arbeit, die am Empfänger geleistet wurde, erheblich bessere Erfolge verspricht, als alle Bemühungen zur Verbesserung des Senders. Da diese Arbeit noch nicht abgeschlossen sei, müsse sie einer späteren Veröffentlichung vorbehalten bleiben. J. Zenneck.

H. E. Hallborg. Praktische Gesichtspunkte beim Betrieb mit kurzen Wellen und hoher Leistung. (Some practical aspects of short wave operation at high power.) Aus der Radio Corporation of America. Proc. Inst. Radio Eng. **15,** 501—517, 1927.

1. Bezüglich der Frage, wie der Betrieb zu den verschiedenen Tageszeiten von der Wellenlänge abhängt, sind interessant die Ergebnisse, die in den Fig. 1, 2 und 3 dargestellt sind. Die Ordinaten der Kurven geben die zulässige Telegraphiergeschwindigkeit in Worten/Min. an.

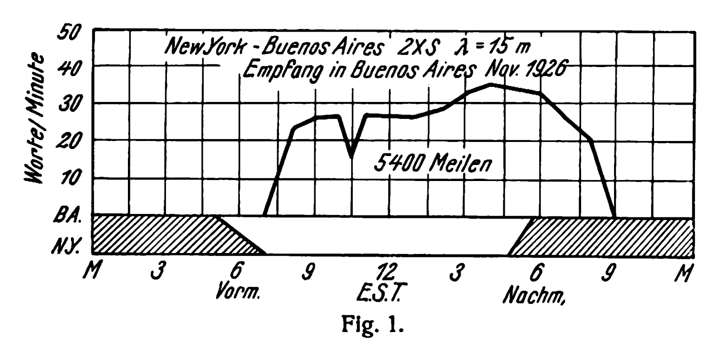


Fig. 1.

Unter den Bedingungen dieser Figuren ist die Wellenlänge 43 m (Fig. 3) eine ausgesprochene „Nachtwelle", die Wellenlänge 15 m (Fig. 1) eine „Tagwelle". Die Wellenlänge 29,3 m (Fig. 2) ist zwar bei Nacht entschieden besser als bei Tag, ohne aber bei Tag unbrauchbar zu werden.

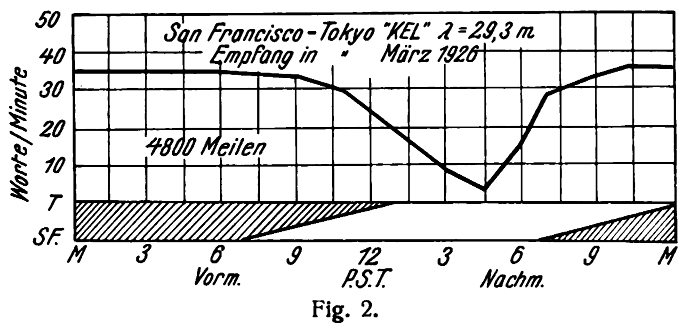


Fig. 2.

Ob eine Wellenlänge sich für Tag- oder Nachtbetrieb eignet, ist in hohem Maße durch die Entfernung bestimmt. Erfahrungen in dieser Richtung sind in Fig. 4 zum Ausdruck gebracht, in der die zulässige Telegraphiergeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge für zwei sehr verschiedene Entfernungen dargestellt ist.

In Fig. 5 bezieht sich Kurve *a* auf die Stunden, in denen ein transatlantischer Betrieb bei den verschiedenen Wellenlängen möglich war, Kurve *b* auf die Tageszeit, in der der Betrieb die besten Resultate gab.

2. Wie hohe Anforderungen an die Konstanz der Frequenz bei diesen hohen Frequenzen zu stellen sind, illustriert der Verfasser durch folgende Ueberlegung. Er-

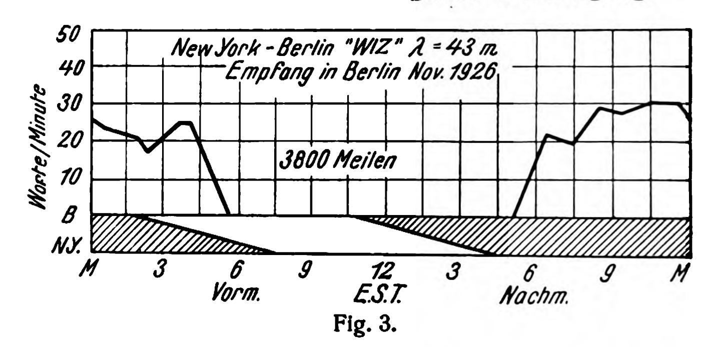


Fig. 3.

fahrungsgemäß ist für einen brauchbaren Ueberlagerungs-Empfang eine Schwankung der Fre.uenz um 100 Perioden /sec noch eben zulässig. Das bedeutet für eine Wellenlänge von 15 m, daß die Frequenz bis auf 0,0005% konstant sein muß.

Mit Rücksicht auf die Konstanz der Frequenz ist eine Gleichstromheizung der Glühfaden in der Röhre einer Wechselstromheizung vorzuziehen. Wird die Anodenspannung durch Gleichrichtung vom Wechselstrom hergestellt, so wird die Anordnung um so günstiger, je geringer die Fluktuationen und je geringer die Abhängigkeit von der

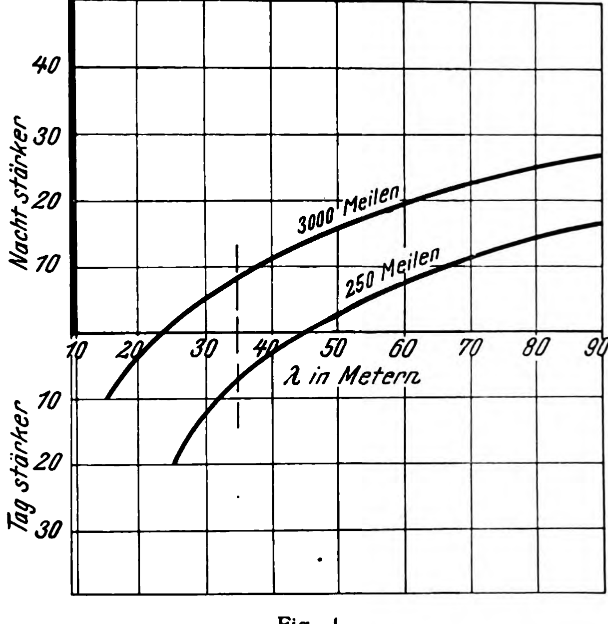


Fig. 4.

Belastung sind. Auf alle Fälle aber ist Steuerung durch einen auf konstanter Temperatur gehaltenen piezo-elektrischen Quarzoszillator nötig.

3. Diese Steuerung kann in dreierlei Weise verwendet werden.

a) Die Frequenz des Quarzoszillators wird durch reine Verstärker auf die Antenne übertragen. Das hat gewisse Grenzen. Es werden zwar Oszillatoren für eine Frequenz von 10^7/sec ($\lambda = 30$ m) hergestellt. Wenn man aber auf eine lange Lebensdauer des Kristalls Wert legt, ist es nicht empfehlenswert, über eine Frequenz von $3 \cdot 10^6$/sec ($\lambda =$ 100 m) hinauszugehen.

b) Als Quarzoszillator wird einer von ca. $3 \cdot 10^6$ oder weniger Perioden/sec. verwendet. Die Verstärkerstufen werden aber zum Teil zur Frequenzvervielfachung benützt, so zwar, daß man eine Stufe auf eine ungerade (3., 5. etc.)

Harmonische der vorhergehenden Stufe abstimmt (Selektor-Circuit).

c) Bei einer oder mehreren Verstärkungsstufen ist die Vorspannung so gewählt, daß die zweite Harmonische der vorhergehenden Stufe besonders kräftig verstärkt wird. Bei dieser Anordnung lassen sich direkte Kopplungseffekte zwischen den einzelnen Verstärkerstufen besonders leicht vermeiden.

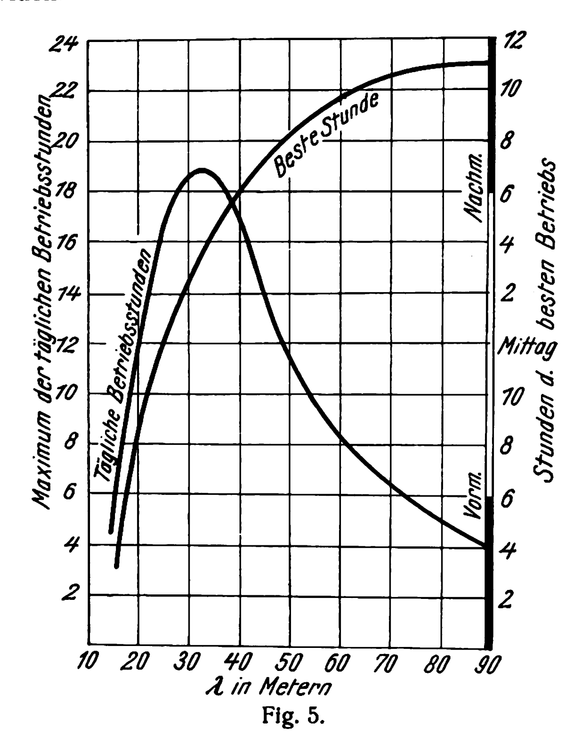


Fig. 5.

4. Bezüglich der Konstruktion eines Verstärkers für 20 kW bei kurzen Wellenlängen weist der Verfasser auf die Notwendigkeit hin, die Gitterleitung und die Einschmelzung für das Gitter so zu dimensionieren, daß sie sehr starke Ströme vertragen können. Er sagt, ein Strom von 60 Amp. in der Gitterleitung seiner wassergekühlten Röhren sei

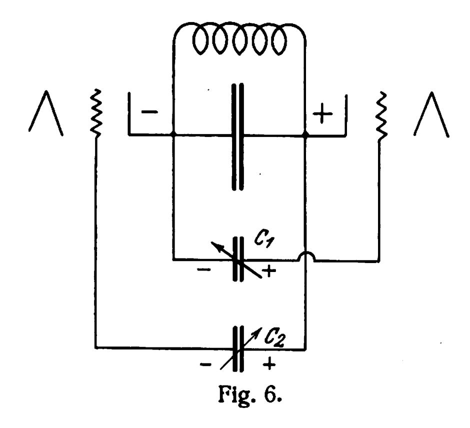


Fig. 6.

nichts Ungewöhnliches. Ferner sollen die Kapazitäten in der Röhre so klein wie möglich sein.

Für einen stabilen Verstärker in Gegentaktschaltung empfiehlt er z. B. die Schaltung von Fig. 6, in der die beiden veränderlichen Kondensatoren C_1 und C_2 dazu dienen, das elektrische Gleichgewicht zwischen den beiden Seiten herzustellen.

5. Im letzten Abschnitt werden die verschiedenen Methoden besprochen, um Schwingungen in Antennen für Kurzwellensender zu erregen. Interessant sind vergleichende Versuche mit verschiedenen Antennen unter sonst gleichen Bedingungen, z. B. mit einer vertikalen und einer horizontalen $\lambda/2$-Antenne, die auf alle Entfernungen über 500 Meilen eine, wenn auch nicht sehr große Ueberlegenheit der vertikalen Antenne ergaben ($\lambda = 32{,}79$ m).

6. Ueber die Erfahrungen, die mit dem Einfluß von atmosphärischen Störungen gemacht wurden, sagt der Verfasser, daß die Störungen bei Kurzwellen-Stationen für Wellenlängen größer als 30 m zwar vorhanden seien, aber kaum ein praktisches Hindernis beim Empfang bilden. Bei Stationen für Wellenlängen unter 30 m dürfe man aber mit gutem Recht behaupten, daß atmosphärische Störungen überhaupt nicht vorhanden seien. J. Zenneck.

R. Bown. Transatlantische drahtlose Telephonie. (Transatlantic Radio telephony.) The Bell Syst. Techn. Journ. **6**, 248—257, 1927.

Der Artikel enthält eine Geschichte der Versuche zur Herstellung einer drahtlosen Telephon-Verbindung zwischen England und Amerika durch die American Telephone and Telegraph Co., zum Teil zusammen mit der Radio Corporation of America und der englischen Postbehörde. Es ist nicht möglich, über die Arbeit kurz zu referieren. Ich möchte nur einige Einzelheiten hervorheben.

1. Obwohl die Intensität der drahtlosen Uebertragung im Sommer und Winter nur wenig verschieden ist, ist der Verkehr im Sommer sehr viel schwieriger wegen der in dieser Zeit sehr viel stärkeren Störungen. Es kommt ja natürlich bei der drahtlosen Telephonie nicht auf den absoluten Wert der Intensität an, sondern nur auf ihr Verhältnis zu der Stärke der Störungen. Es war nun von vornherein klar, daß es nicht möglich sein würde, durch eine Erhöhung der Senderleistung dieses Verhältnis so zu bessern, daß es für einen brauchbaren Betrieb auch in der Zeit der schlimmsten atmosphärischen Störungen ausreichen würde. Man hatte also die Hebel beim Empfänger anzusetzen.

Drei Wege wurden beschritten:

a) Da die Störungen alle möglichen Frequenzen enthalten, so wurde durch Siebketten die Selektivität des Empfängers so gesteigert, daß praktisch nur solche Frequenzen, die in dem Frequenzband der telephonischen Uebertragung lagen, im Empfänger zur Wirkung kamen.

b) Da die atmosphärischen Störungen mehr oder weniger aus allen möglichen Richtungen kommen, wurde in bekannter Weise versucht, durch eine Empfangsantenne mit starker Richtwirkung alle Störungen, die nicht aus der Richtung des Senders kommen, möglichst auszuschließen. Als günstigste Anordnung erwies sich die Beverage-Antenne („Wave-Antenna"), eventuell in Verbindung mit Kompensations-Schaltungen, oder auch eine Kombination von mehreren solchen Antennen. Nach den Messungen wurde dadurch die relative Lautstärke (Verhältnis zur Stärke der Störungen) etwa verzehnfacht. Um dasselbe durch den Sender zu erreichen, hätte man seine Leistung auf das 100fache steigern müssen.

c) Eine 3. Methode, um die relative Lautstärke zu verbessern, besteht darin, den Empfänger an einen Ort zu legen, wo die atmosphärischen Störungen erfahrungsgemäß gering sind. In diesem Gedanken wurde der amerikanische Empfänger von Long Island nach Houlten (Maine) verlegt, was eine 900 km lange Verbindung nach der Sendestation erforderte. Nach den Messungen, die zu diesem Zweck gemacht wurden, wurde dadurch das Verhältnis der Lautstärke zu der Stärke der Störungen auf das 6—8fache gebracht und damit also ein Erfolg erzielt, wie er einer Steigerung der Senderleistung auf das 50fache entsprochen hätte.

Im ganzen sagt der Verfasser, daß der Gewinn, den die Verbesserung des Empfängers brachte, eine Sendeleistung von über 1 000 000 kW erfordert haben würde, wenn man dieselbe Verbesserung unter Beibehaltung der alten Empfänger nur durch Steigerung der Sendeleistung hätte erreichen wollen.

In England wurde der entsprechende Schritt (Verlegung der Empfänger-Station in eine Gegend geringerer atmosphärischer Störungen) anfänglich nicht unternommen. Man ist aber auch dort jetzt daran, den Empfänger nach Schottland überzuführen.

2. Bei der transatlantischen Telephonie wird nur mit einem Seitenband gearbeitet. Die Trägerschwingung und das andere Seitenband sind unterdrückt. Dadurch wird auf alle Fälle eine Menge Energie im Sender gespart.

Bei der Modulation wirkt der Tonstrom zuerst auf eine Trägerschwingung der Frequenz 30 000/sec. Von der modulierten Schwingung wird das eine Seitenband herausgesiebt. Dieses Seitenband wirkt dann auf eine zweite Schwingung von der Frequenz 90 000/sec. Das dabei entstehende Seitenband mit Frequenzen in der Nähe von 60 000/sec wird wieder herausgefiltert und dann dem Starkstrom-Verstärker (20 10-kW-Röhren) zugeführt. Ganz entwird dann bei der Demodulation im Empfänger verfahren (ebenfalls zwei Frequenzstufen).

Durch die Verwendung von nur einem Seitenband wird schon das Gebiet der Frequenzen, das durch den Telephon-Betrieb gedeckt wird, gegenüber der Verwendung von zwei Seitenbändern halbiert. Um das Frequenzgebiet möglichst einzuengen, wird jetzt auf beiden Seiten mit genau derselben Frequenz (60 000/sec, siehe oben) gearbeitet, während bis 1926 für den Verkehr von Amerika nach England nicht genau dieselbe Frequenz verwendet wurde, wie in der umgekehrten Richtung (57 000 bzw. 52 000/sec). Bei Benutzung derselben Frequenz auf beiden Seiten ist ein Gegensprechen nicht mehr möglich, sondern nur noch Wechselsprechen. Für dieses Wechselsprechen ist aber eine automatische Schaltung eingerichtet: Wenn z. B. jemand in Amerika in das Mikrophon spricht, so wird dadurch automatisch sein Empfänger ausgeschaltet und die Verbindung zum Sender hergestellt. Da die Station normalerweise immer auf Empfang steht, so hört ihn also der Engländer, der durch die drahtlose Station angerufen ist. Sobald der Amerikaner zu sprechen aufhört, schaltet sein Apparat automatisch auf Empfang um. Wenn jetzt der Engländer antwortet, so geht beim ersten Laut sein Apparat auf Senden usw.

In der Arbeit ist die Literatur zusammengestellt, die bisher über technische oder prinzipielle Einzelfragen dieser transatlantischen Telephonie-Versuche erschienen ist.

J. Zenneck.

E. J. Alway. Ausbreitung von kurzen Wellen während der Sonnenfinsternis. (Propagation of short waves during a solar eclipse.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 998—1001, 1927.

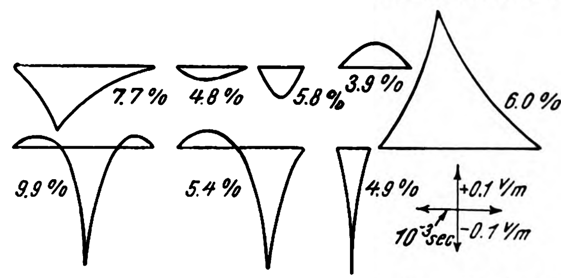
Mit einem Dreiröhren-Empfänger (1 Detektor-, 2 Niederfrequenzverstärkerröhren) hat der Verfasser in Heliopolis bei Kairo während der Sonnenfinsternis zwischen 4.00 und 5.30 am Morgen des 29. Juni 1927 Kurzwellenstationen (zwischen $\lambda = 30$ und $\lambda = 45$ m) aufgenommen. Es gelang dies bei einer Reihe Stationen, von englischen auf eine Entfernung von 2500 Meilen, von norwegischen auf ca. 3000 Meilen und von zwei amerikanischen Amateur-Stationen, alles Stationen, deren Empfang vor- und nach der Sonnenfinsternis unmöglich war. Aus seinen Beobachtungen kommt der Verfasser zu dem Schluß, daß die Sonnenfinsternis die Verhältnisse des Nachtempfangs vortäuscht, und zwar so, daß der abnormal gute Empfang ziemlich genau mit dem Eintreten der Sonnenfinsternis einsetzt, aber erheblich vor dem Aufhören der Sonnenfinsternis wieder verschwindet.

J. Zenneck.

J. E. J. Cairns. Atmosphärische Störungen in Watheroo, Westaustralien. (Atmospherics at Watheroo, Western Australia.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 985—997, 1927.

Die Arbeit berichtet über ca. 1000 Aufnahmen des zeitlichen Verlaufs von atmosphärischen Störungen, die im magnetischen Observatorium in Watheroo im wesentlichen mit der Methode von Appleton, Watt und Herd (Proc. Roy. Soc. **111**, **615**, **654**, **1926**, ref. ds. Jahrb. **29**, 129 ff, 1927) zwischen dem 20. und 28. März 1927 mit einer Braunschen Röhre der Western Electric Co. gemacht wurden. Die hauptsächlichsten Formen der atmosphärischen Störungen sind in der nebenstehenden Figur mit der Angabe ihrer relativen Häufigkeit und den Maßstäben für die Zeit und die elektr. Feldstärke zusammengestellt.

Bestimmt man das Vorzeichen einer atmosphärischen Störung durch das Vorzeichen der Ladung, den die obere Belegung des in die Antenne eingeschalteten Kondensators bekommt, und bezeichnet man eine atmosphärische Störung



als positiv, wenn der höchste Wert, den die Ladung der oberen Belegung des Kondensators während des Ablaufs der atmosphärischen Störung erreicht, positiv ist, so zeigen die Beobachtungen, daß die negativen atmosphärischen Störungen bei weitem häufiger als die positiven, quasiperiodische sehr viel häufiger als periodische und spitze Kurven häufiger als abgerundete sind. Die symmetrisch aperiodischen negativen Störungen mit einer Spitze (letzte Kurve in der unteren Reihe der Fig.) waren bemerkenswert wegen ihrer besonders kurzen Dauer von ca. $0{,}7 \cdot 10^{-3}$ sec. Von den positiven Störungen treten nur die aperiodischen in größerer Zahl auf (vgl. die Kurve am weitesten rechts in der oberen Reihe der Figur). Wie in der Figur angegeben, machen sie etwa 6% der gesamten Störungen aus. Diese Art von Störungen war meist von sichtbarem, also verhältnismäßig nahem Wetterleuchten begleitet.

Fast alle Kurven zeigten, wenn die Geschwindigkeit des Phosphoreszenzflecks der Braunschen Röhre in der Richtung der Zeitachse genügend groß war, Riffelungen mit einer Zeitdauer von ca. $50 - 100 \cdot 10^{6}$ sec und einer maximalen Feldstärke von ca. 0,008 Volt/m. Es scheint, daß diese Riffelungen im Zusammenhang stehen mit dem Rauschen oder Rasseln („roar"), das man im Sommer oft dauernd im Empfangstelephon hört.

Aenderungen des elektrischen Feldes von längerer Dauer („semipermanent changes") waren ziemlich häufig (ca. 17,6% der beobachteten Störungen), und zwar bei weitem überwiegend von negativem Vorzeichen. Die Gewitter, von denen sie herrührten, waren gewöhnlich über 50 km entfernt.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Funkenstrecke.

D.R.P. 460 268, Klasse 21a[4], Gruppe 3 (Siemens-Reiniger-Veifa), Pat. vom 3. September 1927, ausgegeben am 24. Mai 1928.

Das bisher für Funkenstrecken-Elektroden benutzte Wolfram ist verhältnismäßig schwer bearbeitbar. Erfindungsgemäß soll als Elektrodenmaterial Hafnium verwendet werden, das leicht bearbeitbar ist und dessen Schmelzpunkt noch höher als der des Wolfram liegt.

Frequenztransformator.

D.R.P. 460 254, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Dornig), Pat. vom 23. März 1926, ausgegeben am 24. Mai 1928.

Die Erfindung betrifft eine Einrichtung zur Frequenzvervielfachung, bei der die zur Frequenzvervielfachung benutzten Eisendrosseln mit mehreren Wicklungen versehen sein sollen, die mit getrennten Kapazitäten verbunden sind und auf einen gemeinsamen Nutzkreis wirken. Eine derartige Anordnung ist z. B. in Fig. 1 dargestellt. Die Eisen-

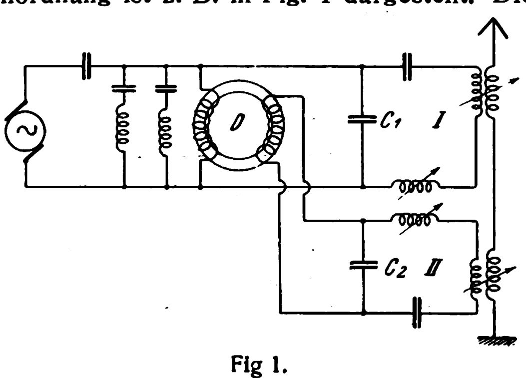


Fig 1.

drossel D ist mit zwei Wicklungen versehen, die mit den Kondensatoren C_1 und C_2 verbunden sind. Die beiden Kreise I und II sind mit dem gemeinsamen Antennenkreis gekoppelt. Durch diese Anordnung soll die Leistungsentziehung aus dem Primärkreise vollständiger sein.

Einrichtung zur Schwingungserzeugung.

D.R.P. 459 896, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Loewe), Pat. vom 29. Mai 1921, ausgegeben am 11. Mai 1928.

Die Erfindung betrifft einen Funkensender, bei dem die

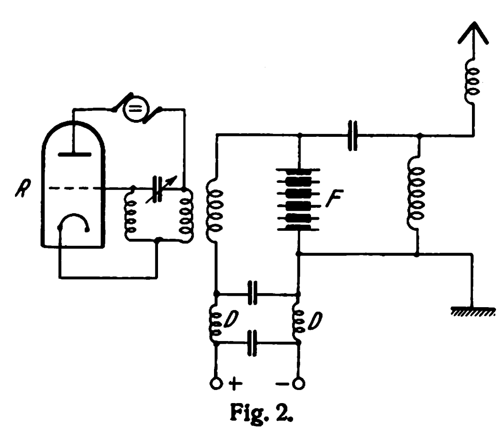


Fig. 2.

Funkenentladungen mit Hilfe eines Röhrensenders phasenrichtig gesteuert werden sollen. Eine derartige Anordnung zeigt Fig. 2. Die Funkenstrecke F wird über Drosseln D mit Gleichstrom gespeist. Dem Speisekreis wird von einem Röhrensender R Hochfrequenzenergie überlagert, deren Frequenz ⅓, ¼, ⅕ oder dgl. der Antennenfrequenz beträgt. Durch die Hochfrequenzschwingungen wird ein phasenrichtiges Zünden und Löschen des Funkens bewirkt. Es kann auch die Hochfrequenzenergie einem Teil der Funkenstrecke zugeführt und auf diese Weise eine Steuerung einer Hilfsstrecke erfolgen. In ähnlicher Weise kann auch die Steuerung eines Lichtbogensenders bewirkt werden.

Hochfrequenzleitung zur Speisung mehrerer Antennen.

D.R.P. 459 842, Klasse 21a[4], Gruppe 66 (Telefunken), Pat. vom 18. März 1927, ausgegeben am 14. Mai 1928.

Um die Energie eines Senders mehreren Antennen 1, 2, 3, 4 (Fig. 3) zuführen zu können, müssen die Leitungen

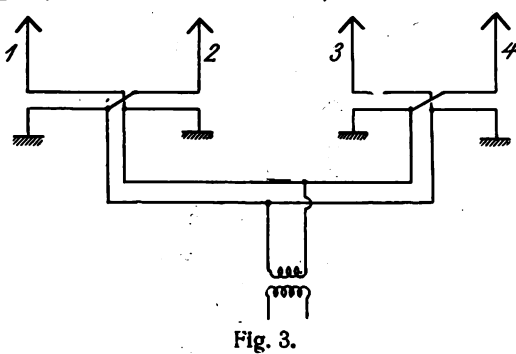


Fig. 3.

reflexionsfrei miteinander und mit den Antennen gekoppelt sein. Das bedeutet, daß man an jeder Verzweigungsstelle beim Uebergang von l- auf n-Leitungen den Wellenwiderstand aller n-Leitungen gleich dem Widerstand aller l-Leitungen machen muß. Dies soll erfindungsgemäß durch geeignete Wahl der Leitungskonstanten erzielt werden.

Elliptischer Wellen-Reflektor.

D.R.P. 460 270, Klasse 21a[4], Gruppe 46 (Galetti), Pat. vom 8. Juli 1926, ausgegeben am 29. Mai 1928, Unionspriorität vom 19. August 1925, identisch mit brit. Pat. 256 786, franz. Pat. 618 820. Vgl. das Referat in der Zeitschrift für Hochfrequenztechnik **29**, S. 136, 1924.

Direkt anzeigende Peileinrichtung.

D.R.P. 460 271, Klasse 21a[4], Gruppe 48 (Diekmann), Pat. vom 12. Februar 1926, ausgegeben am 21. Mai 1928.

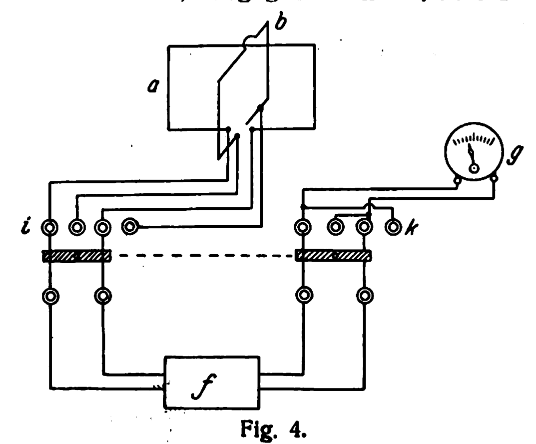


Fig. 4.

Ein direkt anzeigendes Peilgerät unter Verwendung eines normalen Empfangsgerätes und eines einfachen Meß-

instrumentes soll dadurch erhalten werden, daß zwei senkrecht zueinander aufgestellte Rahmenantennen a und b (Fig. 4) durch einen periodisch arbeitenden Umschalter i abwechselnd mit dem Empfänger f verbunden werden. Die verstärkten und gleichgerichteten Ströme werden durch einen zweiten Umschalter k, der synchron mit dem anderen Umschalter i arbeitet, kommutiert an das Zeigergalvanometer g gelegt. Der Ausschlag nach rechts oder links ist dann ein Maß für die Richtung der aufgefangenen Wellen.

Kontrolle der Wellenreinheit.

D.R.P. 459 661, Klasse 21a⁴, Gruppe 71 (Telefunken), Pat. vom 17. September 1926, ausgegeben am 18. Mai 1928, Zusatzpatent zu D.R.P. 457 002.

Im Hauptpatent wird die Reinheit der Welle durch einen Kreis bestimmt, der auf die Sollwelle abgestimmt und mit einem Voltmeter verbunden ist, dessen Ausschlag bei Wellenreinheit am kleinsten ist. Die Zusatzerfindung soll eine Nullpunktablesung dadurch ermöglichen, daß eine Brückenschaltung verwendet wird. Der Kontrollkreis besteht bei der Fig. 5 aus zwei gleichen Selbstinduktionen L

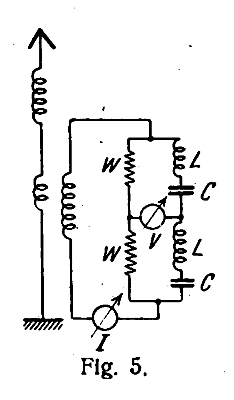


Fig. 5.

und zwei gleichen Kondensatoren C in einem Brückenpaar sowie zwei gleichen ohmschen Widerständen W in den anderen beiden Brückenzweigen. In der Brücke liegt das Kontrollvoltmeter, im Speisekreis der Brücke das Antennenamperemeter I. Zwei andere Ausführungsformen zeigen

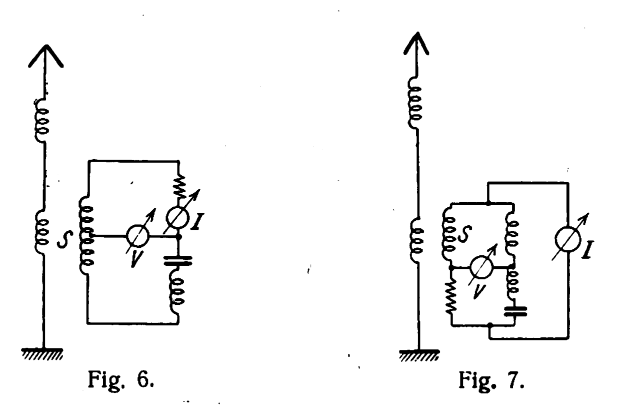


Fig. 6. Fig. 7.

die Fig. 6 und 7, bei denen die Sekundärspulen S des Stromwandlers in zwei Zweigen der Brücke liegen.

D.R.P. 460 639, Klasse 21a⁴, Gruppe 71 (Telefunken), Pat. vom 24. September 1926, ausgegeben am 1. Juni 1928, Zusatzpatent zu D.R.P. 459 661.

Bei den in Fig. 5 bis 7 dargestellten Anordnungen soll das Kontrollvoltmeter V durch ein Amperemeter mit möglichst kleinem Widerstand ersetzt werden. Dies Amperemeter zeigt dann unmittelbar die Ströme anderer Frequenzen als der Nutzfrequenz.

Siebreihe.

D.R.P. 460 414, Klasse 21g, Gruppe 31 (Siemens & Halske), Pat. vom 30. April 1922, ausgegeben am 26. Mai 1928.

Zum Aussieben bestimmter Frequenzgebiete werden Schwingungskreise mit einstellbarer Kopplung verwendet, um die relative Lochbreite ohne Aenderung der mittleren Frequenz regeln zu können. Bei derartigen Siebreihen ist

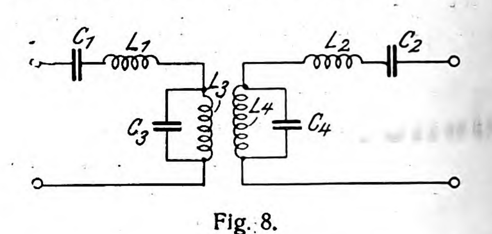


Fig. 8.

die Dämpfung für die oberhalb des Loches liegenden Frequenzen nicht genügend groß. Erfindungsgemäß soll parallel zu den beiden Wicklungen der Kopplung L_3 und L_4

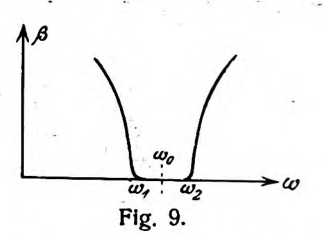


Fig. 9.

(Fig. 8) je eine Kapazität C_3 bzw. C_4 geschaltet werden. Bei dieser Anordnung steigt die Dämpfungskurve nach beiden Seiten sehr stark an, wie dies die Fig. 9 zeigt.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
450 744	21a⁴/57	16. 6. 28	Wahlanruf
459 660	21a¹/32	12. 5. 28	Uebertragung von Fernsehbildern
*459 661	21a⁴/71	18. 5. 28	Kontrolle der Wellenreinheit
*459 842	21a⁴/66	14. 5. 28	Speisung mehrerer Antennen
*459 896	21a⁴/15	11. 5. 28	Einrichtung zur Schwingungserzeugung
459 986	21g/10	18. 5. 28	Drehkondensator
459 988	21g/10	14. 5. 28	Drehkondensator
460 175	21b/3	22. 5. 28	Abgreifstecker für Anodenbatterien
460 199	21a⁴/35	25. 5. 28	Speisung von Röhren aus dem Netz
460 225	21g/10	24. 5. 28	Veränderlicher Kondensator
*460 254	21a⁴/6	24. 5. 28	Frequenztransformator
*460 268	21a⁴/3	24. 5. 28	Funkenstrecke
460 269	21a⁴/22	24. 5. 28	Störbefreiung
*460 270	21a⁴/46	29. 5. 28	Wellenreflektor
*460 271	21a⁴/48	21. 5. 28	Direkt anzeigende Peileinrichtung
460 281	21g/33	26. 5. 28	Schutzeinrichtung für wassergekühlte Röhren
*460 414	21g/31	26. 5. 28	Siebkette
460 426	21a⁴/8	29. 5. 28	Röhrensender
460 440	21e/9	29. 5. 28	Prüfung von Radiowiderständen
460 474	21a⁴/22	30. 5. 28	Hochfrequenz-Nachrichtenübermittlung längs Leitungen
460 485	21a¹/10	6. 6. 28	Tonfrequenz-Vielfachtelegraphie
460 574	21a⁴/51	2. 6. 28	Kombinierte Sende-Empfangsschaltung
460 575	21a⁴/55	2. 6. 28	Betrieb von Zwischenstationen
460 576	21a⁴/77	31. 5. 28	Heizwiderstandsknopf
460 638	21a⁴/26	12. 6. 28	Abhören auf Nebenstellen
460 639	21a⁴/71	1. 6. 28	Kontrolle der Wellenreinheit

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Band 32 September 1928 Heft 3

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

herausgegeben von

Professor Dr. J. Zenneck und Privatdozent Dr. E. Mauz

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1 9 2 8



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—. Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 32 **September 1928** **Heft 3**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite

Yasusi Watanabe: Über den rückgekoppelten Verstärker. (Mit 24 Figuren im Text) . . . 77

Angelika Székely: Über die einem Empfänger durch Erdung zugeführte Energie II. (Mit 2 Figuren im Text) . . . 83

Hans Rukop: Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunksender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten. (Mit 16 Figuren im Text). (Schluß) . . . 86

Albrecht Forstmann: Bemerkung zu der Arbeit von B. D. H. Tellegen: „Endverstärkerprobleme“ . . . 93

Ferdinand Trendelenburg: Zusammenfassender Bericht. Über neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten. (Mit 10 Figuren im Text) . . . 94

Referate

G. W. Pickard. (J. Zenneck): Der Zusammenhang des drahtlosen Empfangs mit der Sonnentätigkeit und dem Erdmagnetismus. (Mit 6 Figuren im Text.) . . . 100

Seite

Referate

G. W. Pickard. (J. Zenneck): Die Empfangsintensität in Abhängigkeit von der Lage und Fläche der Sonnenflecken. (Mit 2 Figuren im Text.) . . . 101

E. Giebe und A. Scheibe. (A. Scheibe). Piezoelektrische Erregung von Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen bei Quarzstäben. (Mit 9 Figuren im Text.) . . . 105

J. R. Harrison. (J. Zenneck): Biegungsschwingungen und deren Resonanz bei pieco-elektrischen Quarzplatten. Mit 3 Figuren im Text). 106

R. C. Hitchcock. (J. Zenneck); Die Befestigung von Quarz-Oszillatoren. (Mit 3 Figuren im Text.) . . . 106

H. Diamond und J. S. Webb. (J. Zenneck): Die Prüfung eines Niederfrequenzverstärkers mit Transformatorkopplung. (Mit 3 Figuren im Text) . . . 106

Carl Lübben: Patentschau. (Mit 24 Figuren im Text.) . . . 107

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Über den rückgekoppelten Verstärker.

Von Yasusi Watanabe, Berlin.

Inhaltsübersicht.

I. Theoretisches über Rückkopplung durch Kapazität.
  A. Widerstandsverstärker bei Hochfrequenz.
  B. Kapazitätsrückkopplung bei Verstärkern mit induktiver Anodenleistungsimpedanz.
II. Rückkopplung bei Widerstandsverstärkern.
  A. Allgemeine Theorie.
  B. Unendlich großer Verstärkungsgrad.
III. Magnetische Rückkopplung.
  A. Einfache magnetische Rückkopplung.
  B. Verzerrungsfreier Reaktanzverstärker mit Rückkopplung — Kombinierter Widerstand magnetisch rückgekoppelter Verstärker.
IV. Rückkopplung durch Schwingungskreis.
  A. Allgemeine Theorie.
  B. Verstärker mit Anodenschwingungskreis.
V. Zusammenfassung.

I. Theoretisches über Rückkopplung durch Kapazität.

Für die Hochfrequenzverstärker (Fig. 1) spielt die Rück-

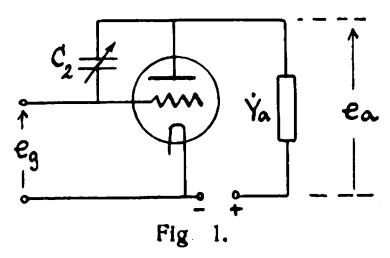


Fig 1.

kopplung, die durch die Kapazität zwischen den Anode- und Gitterelektroden gegeben ist, eine große Rolle, besonders wenn der Anodenkreis einen Abstimmungskreis enthält.

Im folgenden untersuchen wir theoretisch den Einfluß der Kapazitätsrückkopplung auf den Verstärkungsgrad und den Zusammenhang zwischen dem gesamten Verstärkungsgrad und der dem Gitterabstimmungskreis eingeprägten EMK.

Für den Verstärkungsgrad $\dot{K}$ eines solchen Verstärkers (Fig. 1) hat man die folgende Gleichung[1]).

$$\dot{K} = \frac{e_a}{e_g} = \frac{S - j\,\omega C_2}{\dot{Y}_a + \frac{1}{R_i} + j\,\omega C_2}. \qquad (1)$$

Hierin bezeichnet S in bekannter Weise die Steilheit, R_i den inneren Widerstand der Verstärkerröhre, in deren

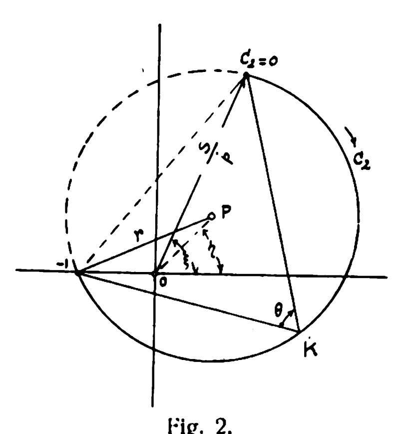


Fig. 2.

Anodenkreise eine Admittanz Y_a liegt, und C_2 die Rückkopplungskapazität.

Schreiben wir:

$\dot{Y}_a = a + j\,b$, und $\dot{p} = \frac{1}{R_i} + a + j\,b$, so erhalten wir, statt Gl. (1)

$$\dot{K} = \frac{S - j\,\omega C_2}{p + j\,\omega C_2}. \qquad (2)$$

[1]) Y. Watanabe, J. I. E. E. of Japan, April 1926.

Man erkennt zunächst aus Gl. (2), daß sich das Verhalten des Verstärkungsgrades $\dot{K}$ bei veränderlicher Kopplungskapazität C_2 durch das Kreisdiagramm Fig. 2 gemäß der folgenden Formeln (3) und (4) darstellen läßt.

$$-\frac{j\omega C_2}{\dot{p}} = \frac{\dot{K} - \frac{S}{\dot{p}}}{\dot{K}+1} \quad (3)$$

$$\Theta = \frac{\pi}{2} - \sphericalangle \dot{p} = \frac{\pi}{2} - tg^{-1} \frac{b}{\frac{1}{R_i} + a}. \quad (4)$$

Der Mittelpunkt $\dot{P}$ und der Radius r des Kreisdiagrammes sind gegeben durch

$$\dot{P} = -1 + \dot{r} = -1 + \frac{1}{2}\left(\frac{S}{\dot{p}}+1\right)\left(1 - j\frac{b}{a+\frac{1}{R_i}}\right). \quad (5)$$

$$r = \frac{1}{2}\left|\left(\frac{S}{\dot{p}}+1\right)\left(1 - j\frac{b}{a+\frac{1}{R_i}}\right)\right|. \quad (6)$$

Wir wollen ferner auf einige besondere Fälle hinweisen.

A. Widerstandsverstärker bei Hochfrequenz.

Fig. 3 zeigt einen Widerstandsverstärker. Es bezeichnet

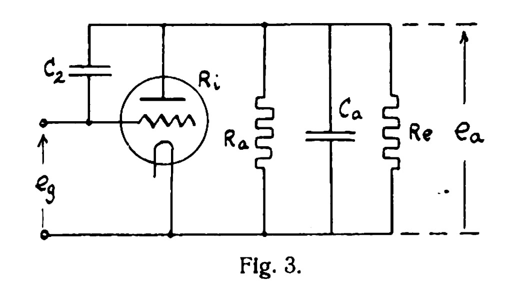


Fig. 3.

hier C_a die schädliche Kapazität, die alle Kapazitäten zwischen Anode-Kathode des Verstärkers und die Eingangskapazität C_e der folgenden Verstärkerröhre enthält. R_e bedeutet den Eingangswiderstand der folgenden Röhre.

Als Formel für den Verstärkungsgrad ergibt sich

$$K = \frac{S - j\omega C_2}{\left(\frac{1}{R_i}+\frac{1}{R_a}+\frac{1}{R_e}\right) + j\omega(C_a + C_2)} = \frac{S - j\omega C_2}{\frac{1}{R} + j\omega(C_a+C_2)} \quad (7)$$

wobei R der Kombinationswiderstand aus drei Widerständen ist.

Diese Gl. (7) ist sehr wertvoll in der Theorie der Widerstandsverstärker, z. B. für die Bestimmung der oberen Grenzfrequenz einer Verstärkerstufe.

Man ersieht klar aus Gl. (7), daß man den Verstärkungsgrad nicht mittels der Rückkopplung durch die Kapazität C_2 erhöhen kann.

B. Kapazitätsrückkopplung bei Verstärkern mit induktiver Anodenleistungsimpedanz.

In der Praxis begegnen wir häufig der Erscheinung der Selbsterregung von Schwingungen, dem sogenannten „Pfeifen", bei einem Hochfrequenzverstärker, der einen Abstimmkreis im Anodenkreise enthält.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß die Hauptursache hierfür die durch die Kapazität zwischen Anode und Gitter des Verstärkers gegebene Rückkopplung ist. Obgleich die Selbsterregung einen unendlich großen Verstärkungsgrad bedeuten soll, kann man in diesem Falle den Verstärkungsgrad $\dot{K}$ nicht bis zur unendlichen Größe erhöhen. Aber man kann daran erkennen, daß der durch die Rückkopplung für die induktive Anodenimpedanz gegebene negative Eingangswiderstand in dem Verstärker, wie in Fig. 4 bezeichnet, eine große Rolle spielt.

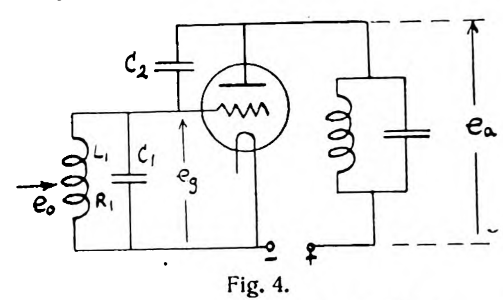


Fig. 4.

Eine einfache Rechnung ergibt die Bedingung dafür, daß wir den Verstärkungsgrad durch die Rückkopplung erhöhen können.

$$\frac{\beta}{a - \frac{a^2}{S(a^2+\beta^2)}} > o, \text{ wobei } \frac{1}{\dot{p}} = \frac{1}{\frac{1}{R_i} + a + jb} = a + j\beta. \quad (8)$$

Diese Formel ergibt sich dann, wenn in Fig. 2 der Winkel ξ größer als η ist.

Wir können nunmehr für den Radius r und für das Maximum von K die folgenden Gleichungen anschreiben

$$r = \frac{1}{2}\sqrt{\left\{\frac{S}{a}(a^2+\beta^2)+1\right\}^2 + \frac{\beta^2}{a^2}} \quad (9)$$

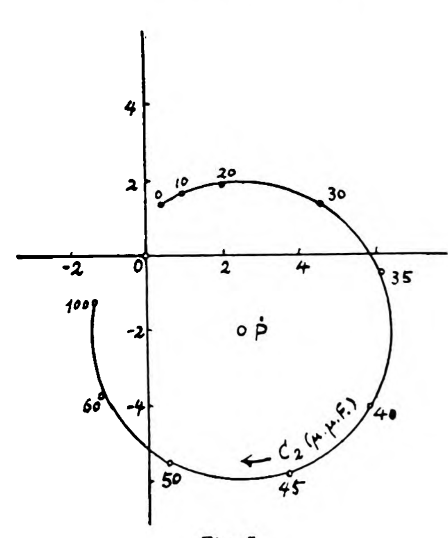


Fig. 5.

$$K_{\max} = \frac{1}{2}\sqrt{\left(1 - \frac{S\beta^2}{a}\right)^2 + S^2(a^2+2\beta^2) + \frac{\beta^2}{a^2}} + \frac{1}{2}\sqrt{\left\{\frac{S}{a}(a^2+\beta^2)+1\right\}^2 + \frac{\beta^2}{a^2}} \quad (10)$$

Für diesen Fall ist in Fig. 5 ein Zahlenbeispiel gegeben, worin $D = {}^1/_6$, $R_i = 2 \cdot 10^4$ Ohm, $\omega = 5 \cdot 10^6 \sec^{-1}$, $C_a = 40\ \mu\mu F$, $L_a = 0{\cdot}5\,\mathrm{m}\,H$ ist.

Wir müssen dazu bemerken, daß die Erhöhung des Verstärkungsgrades ihre Ursache in der sich im Schwingungs-

kreise C_2L_a ergebenden Abstimmung hat, ferner, daß, obgleich das Maximum K_{max} natürlich abhängig von den Kreiskonstanten ist, es nicht bis zur unendlichen Größe anwachsen kann.

Es ist auch sehr wichtig, den gesamten Verstärkungsgrad $\dot{K}_s$ des Verstärkers zu betrachten, der durch das Verhältnis e_a/e_o gegeben ist.

Wenn wir mit $\dot{Y}_e = g_e + j\, b_e$ die Eingangsadmittanz der Verstärkerröhre bezeichnen, so werden wir die folgenden Verhältnisse angenähert erhalten.

$$\dot{K}_s = \frac{\dot{e}_a}{\dot{e}_o} = \frac{\dot{K}\,\dot{e}_g}{\dot{e}_o} \doteq \frac{\dot{K}}{j\,\omega\,C_1\left[R_1 + j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega\,C_1}\right) + \frac{\dot{Y}_e}{\omega^2\,C_1^2}\right]}. \tag{11}$$

Stimmen wir die veränderliche Kapazität C_1 ab, um die Resonanz zu bekommen, so ist der gesamte Verstärkungsgrad gleich

$$\dot{K}_s = \frac{\dot{K}}{j\,\omega\,C_1\,(R_1 + g_e/\omega^2\,C_1^2)}. \tag{12}$$

Es ist sehr wichtig, hier die Eingangsadmittanz[2]) der Verstärkerröhre zu erklären.

Wir haben den folgenden Zusammenhang[2a]) zwischen Spannungsverstärkungsgrad $\dot{K}$ und Eingangsadmittanz

$$j\,\omega\,C_2 \cdot \dot{K} = (\dot{Y}_e) - (\dot{Y}_e)_{\dot{Y}a = \infty}. \tag{13}$$

Hierin bezeichnet $\dot{Y}_e$ die Eingangsadmittanz und $(\dot{Y}_e)_{\dot{Y}a = \infty}$ den für den Fall $\dot{Y}_a = \infty$ entsprechenden Wert. Dieser Zusammenhang ist für die praktische Rechnung nützlich.

Man erkennt zunächst Gl. (12) gemäß, daß man den gesamten Verstärkungsgrad $\dot{K}_s$ unendlich groß machen kann, d. h. die Schwingung selbst erzeugen kann, wenn der negative Wert der Eingangskonduktanz g_e gleich $R_1\,\omega^2\,C_1^2$ ist.

Wir müssen hinzufügen, daß es noch eine ganz gleiche Erscheinung gibt. Für einen Verstärker, wie in Fig. 6 ge-

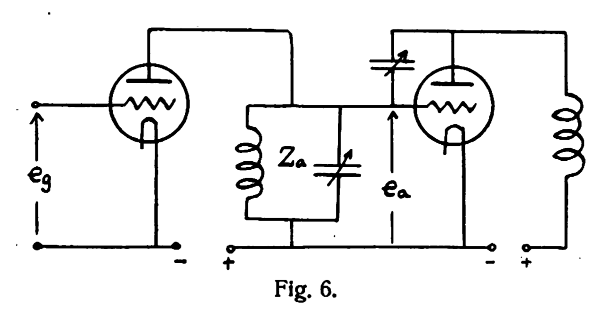


Fig. 6.

zeichnet, kann der Verstärkungsgrad $\frac{e_a}{e_g}$ unendlich groß sein wegen der negativen Eingangskonduktanz g_e der zweiten Röhre[3]).

Das der Fig. 5 entsprechende Zahlenbeispiel für den gesamten Verstärkungsgrad K_s ist in Fig. 7 wiedergegeben.

II. Rückkopplung bei Widerstandsverstärkern.

A. Allgemeine Theorie.

Ueber diese Aufgabe hat schon Mayer[4]) seinen interessanten Aufsatz veröffentlicht. Vernachlässigen wir alle schädlichen Kapazitäten, so haben wir das Schaltungsschema von Fig. 8. Die erste Verstärkerröhre dient dazu, die Phase der Gitterwechselspannung zur zweiten Ver-

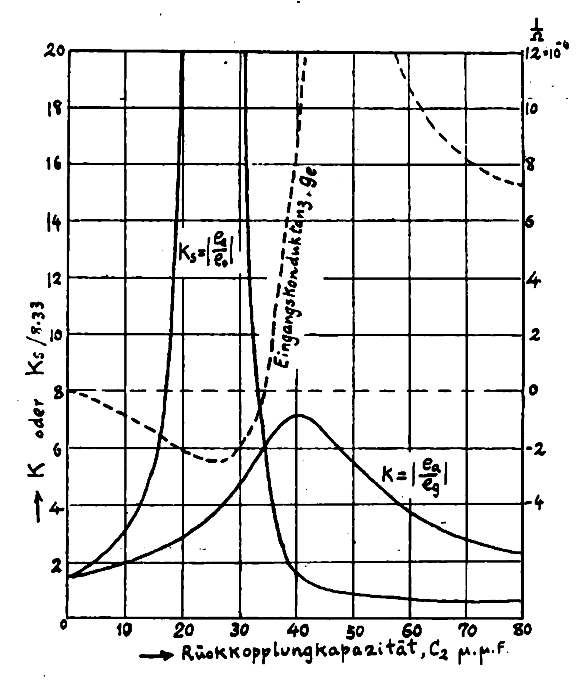


Fig. 7.

stärkerröhre gegen die Eingangsspannung um 180° zu verschieben. Wir können also diesen Zweistufenverstärker

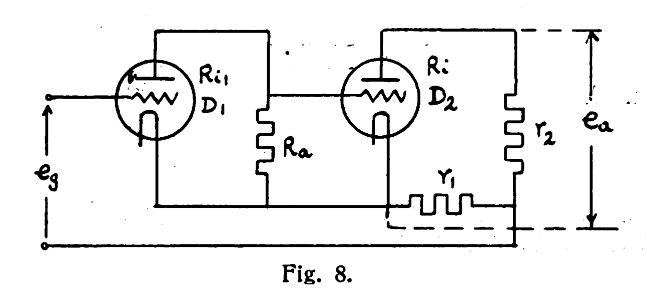


Fig. 8.

durch einen Verstärker (Fig. 9) darstellen. Hierbei ist der

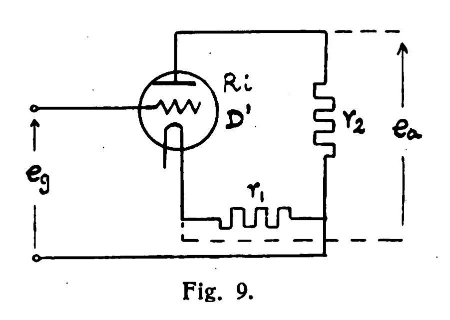


Fig. 9.

scheinbare Durchgriff gleich

$$D' = -\,D_1\,D_2\left(1 + \frac{R_{i1}}{R_a}\right). \tag{14}$$

Fig. 10 zeigt eine graphische Darstellung für diesen Verstärker.

Eine einfache Rechnung ergibt für den Verstärkungsgrad die folgende Gleichung

2) Y. Watanabe, J. I. E. E. of Japan, Febr. 1926.
2a) Y. Watanabe, J. I. E. E. of Japan, Apr. 1926.
3) Y. Watanabe, J. I. E. E. of Japan, Juni 1926.
4) H. F. Meyer, E. T. Z. 48, S. 10, 1927, Heft 1.

$$\dot{K} = \frac{e_a}{e_g} = \frac{r_1 + r_2}{(R_i + r_1 + r_2)\,D_1\,D_2\left(1 + \frac{R_{i1}}{R_a}\right) - r_1}. \qquad (15)$$

Wenn $D_1 = D_2, r_1 + r_2 = R_a, R_{i1} = R_i$ und $K_o = \frac{R_a}{D_1(R_a + R_i)}$, so haben wir

$$K = \frac{K_o^2}{1 - \frac{r_1}{r_1 + r_2} K_o^2} \quad \text{(Mayer Formel)} \qquad (16)$$

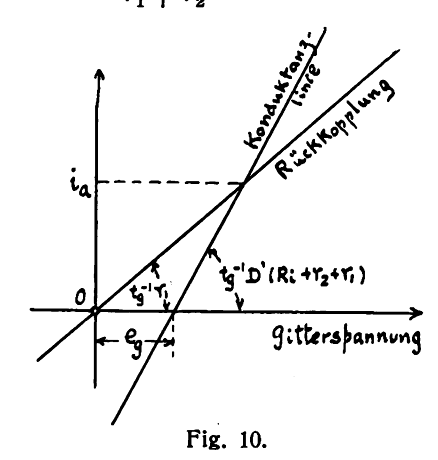


Fig. 10.

Mit wachsendem Rückkopplungswiderstande r_1 nimmt der Verstärkungsgrad zu und wird für einen bestimmten Wert von r_1, der durch die folgenden Gleichungen gefunden wird, theoretisch unendlich groß.

$$r_1 = \frac{R_i(R_a + R_{i1})}{R_a + R_{i1} - \frac{R_a}{D_1 D_2}} \quad \text{für Gl. (15)} \qquad (17)$$

und auch

$$r_1 = \frac{r_2}{K_o^2 - 1} \quad \text{für Gl. (16).} \qquad (18)$$

Fig. 11 B zeigt den Verstärkungsgrad in Abhängigkeit vom Rückkopplungswiderstand r_1.

B. Unendlich großer Verstärkungsgrad.

Wir wissen jetzt, daß es zwei verschiedene Formen für den unendlich großen Verstärkungsgrad gibt, d. h. die erste

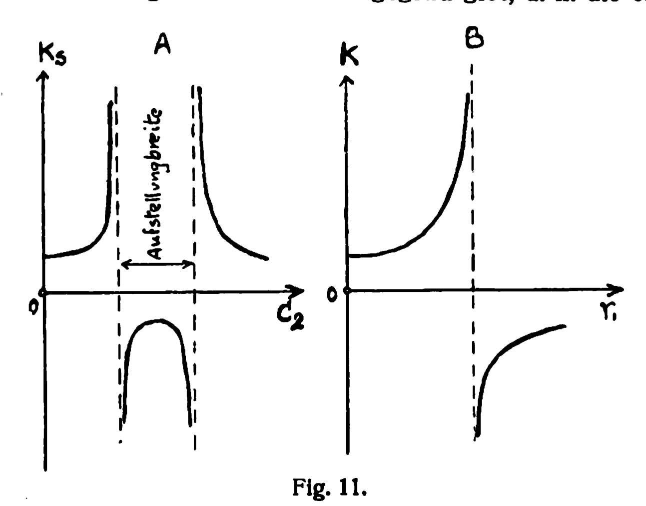


Fig. 11.

Form hat eine der Gl. (12) entsprechende Charakteristik (Fig. 11 A), und die andere eine solche, die dem rückgekoppelten Widerstandsverstärker entspricht (Fig. 11 B).

Mittels der ersteren Charakteristik A kann eine zwischen der Aufstellungsbreite fortdauernde Schwingung dadurch eintreten, daß die Röhrenkonstanten D und R_i, die von der Schwingungsamplitude abhängig sind, sich so verändern, daß der Verstärkungsgrad seinen unendlich großen Wert beibehält. Mittels der Charakteristik B lassen sich jedoch keine Schwingungen erzeugen. Welche Erscheinung ergibt sich in diesem Falle?

Das Prinzip der rückgekoppelten Widerstandsverstärker wurde vor langer Zeit von Eccles u. Jordan[5]) in ihrem sogenannten „Trigger Relay" benützt, wie in Fig. 12 dargestellt.

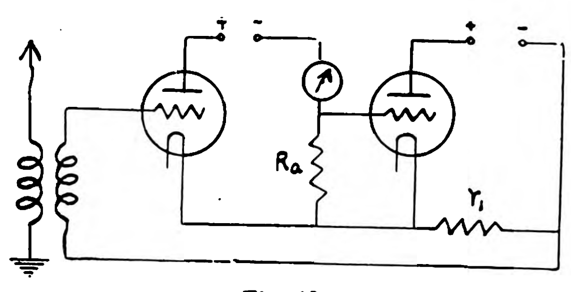


Fig. 12.

Die Wirkungsweise dieses Relais ist folgende: Wenn eine Signalwechselspannung dem Gitterkreis eingeprägt wird, nimmt der Gleichstrom im Anodenkreise der ersten Röhre plötzlich zu und zugleich der Gleichstrom der zweiten Röhre ab, mit dem Ergebnis, daß ein Relais in dem Anodenkreis anspricht.

Hier meint der Verfasser, daß für solche plötzliche Variation der Gleichstromintensität, um den unendlich großen Verstärkungsgrad zu erhalten, die folgende Bedingung erfüllt sein muß

$$r_1 = \frac{1 + R_a/R_i}{R_a S^2 - \frac{1}{R_i}}. \qquad (19)$$

III. Magnetische Rückkopplung.

A. Einfache magnetische Rückkopplung.

Für den magnetisch rückgekoppelten Verstärker (Fig. 13)

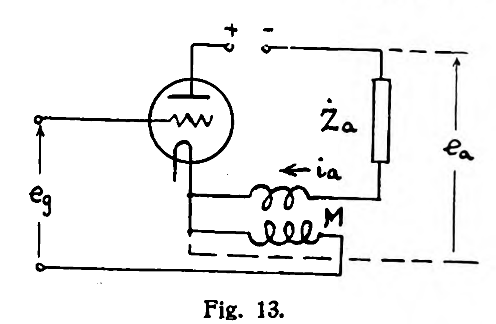


Fig. 13.

steht die durch die Rückkopplung bedingte Gitterspannung im geraden Verhältnis zum Anodenkreiswechselstrom i_a.

Der Anodenwechselstrom ist gleich

$$i_a = \frac{e_g + j\,\omega M\,i_a}{D\,(R_i + Z_a)} = \frac{e_g}{D\left(R_i + Z_a - \frac{j\,\omega M}{D}\right)}. \qquad (20)$$

Hierin bezeichnet $Z_a = R_a + j\omega L_a$ die gesamte Anodenkreisimpedanz und M die gegenseitige Induktivität.

[5]) W. H. Eccles und F. W. Jordan, Radio Rev., Vol. 1, Dez. 1919.

Der Verstärkungsgrad dieser Verstärkerstufe berechnet sich zu

$$\dot{K} = \frac{e_a}{e_g} = \frac{i_a Z_a}{e_g}$$

$$= \frac{Z_a}{D(R_i + Z_a) - j\,\omega M} = \frac{\dot{K}_o}{1 - \frac{j\,\omega M}{D(R_i + Z_a)}}, \qquad (21)$$

wobei $\dot{K}_o = \frac{Z_a}{D(R_i + Z_a)}$ den Verstärkungsgrad ohne Rückkopplung bedeutet. Ferner ist das Maximum gleich

$$K_{\max} = \frac{Z_a}{D(R_i + R_a)}. \qquad (22)$$

Das Kreisdiagramm Fig. 14 stellt deutlich die Abhängigkeit des Verstärkungsgrades von dem Werte M dar.

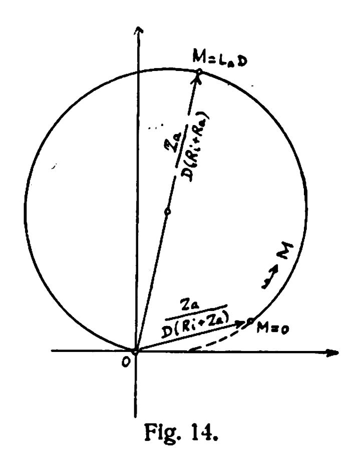


Fig. 14.

Man erkennt zunächst aus Gl. (22), daß man das Maximum des Verstärkungsgrades durch eine große Induktivität L_a und einen kleinen inneren Widerstand R_i erhöhen kann.

Die Gl. (21) zeigt, daß die magnetische Rückkopplung nur den Reaktanzteil der Anodenkreisimpedanz ändern kann. Folglich ist es selbstverständlich, daß die beiden Verstärker (Fig. 15 A und B) eine ganz ähnliche Charakteristik haben.

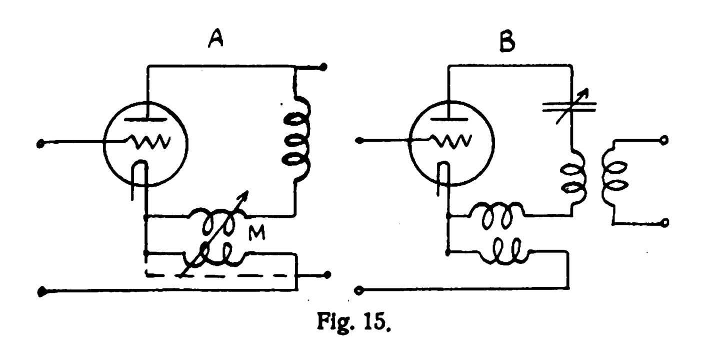


Fig. 15.

Der Reaktanzverstärker ohne Rückkopplung kann als verzerrungsfreier Verstärker für das Hochfrequenzgebiet betrachtet werden. Aber wenn man die Rückkopplung für diesen Verstärker benutzt, so ist die Frequenzcharakteristik nicht mehr befriedigend. Je stärker die Rückkopplung ist, um so schlechter wird die Frequenzcharakteristik.

Die Fig. 16 stellt diesen Zusammenhang dar. Vernachlässigen wir R_a gegen ωL_a, so ist die Frequenzcharakteristik eines Verstärkers mit Rückkopplung ganz dieselbe wie die eines Verstärkers ohne Rückkopplung, bei dem der Durchgriff zu $D\left(1 - \frac{M}{D L_a}\right)$ verkleinert und der innere Widerstand zu $R_i / \left(1 - \frac{M}{D L_a}\right)$ vergrößert wird.

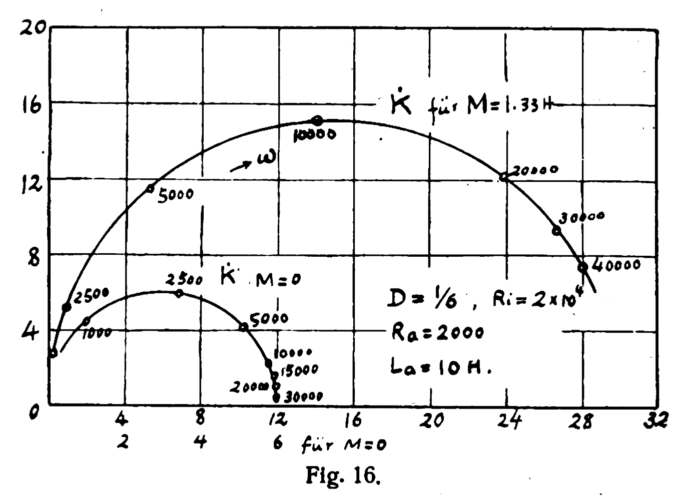


Fig. 16.

B. Verzerrungsfreier Reaktanzverstärker mit Rückkopplung — Kombinierter Widerstand — Magnetisch Rückgekoppelter Verstärker.

Der Reaktanzverstärker hat dadurch einen Vorteil gegenüber dem Widerstandsverstärker, daß er die hohe Gleichstromspannungsquelle nicht braucht. Aber man kann die einfache magnetische Rückkopplung nicht benutzen, weil diese Rückkopplung die Frequenzcharakteristik, wie oben erläutert, sehr verschlechtert.

Dieser Nachteil wird bei der in Fig. 17 dargestellten Anordnung vermieden. Das Grundprinzip dieser neuen Schaltung ist, daß der Widerstandsteil des Anodenkreises des Verstärkers (Fig. 13) auch durch die Widerstandsrückkopplung verkleinert wird.

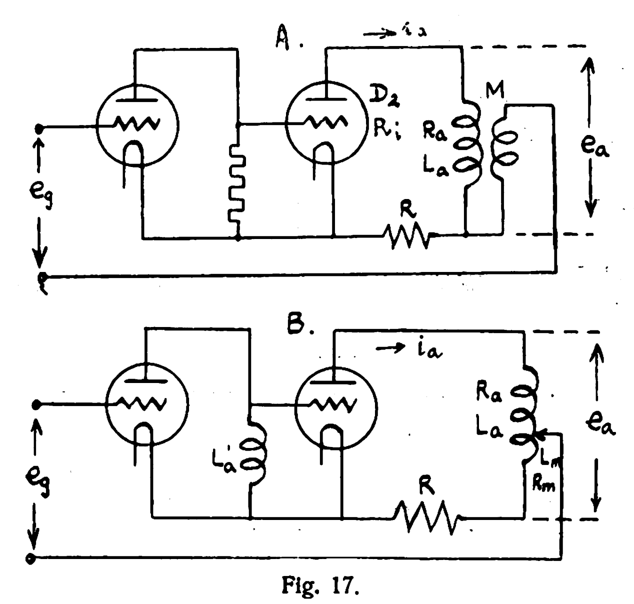


Fig. 17.

Wir erkennen daran leicht, daß die erste Verstärkerröhre nur als Phasenverschieber dient. Durch einfache Rechnung erhalten wir für den Verstärkungsgrad folgende Gleichung

$$\dot{K} = \frac{Z_a}{D'\left(R + R_i + Z_a - \frac{Z_m}{D'}\right)}, \qquad (23)$$

wobei $Z_a = R + R_a + j\,\omega L_a$,
$Z_m = R + j\,\omega M$, oder $Z_m = R + R_m + j\,\omega L_m$.

Hierin bezeichnet D' den scheinbaren Durchgriff der zweiten Röhre von der Eingangsseite betrachtet und sein Wert ist gleich D_2, dividiert durch den Verstärkungsgrad K_1 der ersten Verstärkerröhre. Wenn der Wert der Induktivität L'_a so groß ist, daß man K_1 gleich $1/D_1$ setzen kann, oder wenn die erste Stufe ein Widerstandsverstärker ist, so können wir D' als konstant ansehen.

Wenn wir den Wert des Rückkopplungswiderstandes R so wählen, daß der Widerstandsteil des Nenners der Gl. (23) gleich Null ist, d. h.

$$R = \frac{R_i + R_a}{\frac{1}{D'} - 1}, \tag{24}$$

und wenn wir auch R_a gegen ωL_a vernachlässigen, dann haben wir das folgende wichtige Ergebnis

$$K \doteq \frac{L_a}{D' L_a - M}. \tag{25}$$

Wir können also mittels dieser neuen Methode insbesondere mit der Type A einen sehr hohen Verstärkungsgrad zusammen mit sehr guter Frequenzcharakteristik erhalten.

Fig. 18 zeigt ein durchgerechnetes Beispiel der Frequenzcharakteristik.

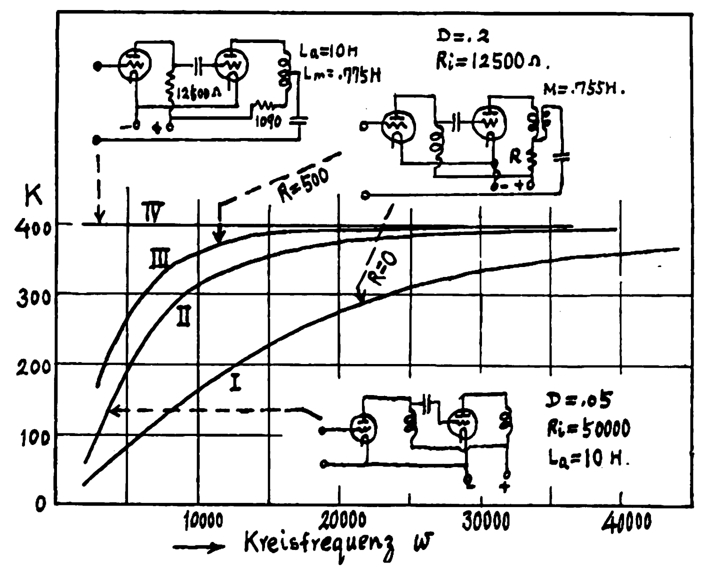


Fig. 18.

IV. Rückkopplung durch Schwingungskreis.

A. Allgemeine Theorie.

In diesem Kapitel wollen wir die durch einen Schwingungskreis rückgekoppelten Verstärker betrachten, deren Schaltung in Fig. 19 dargestellt ist.

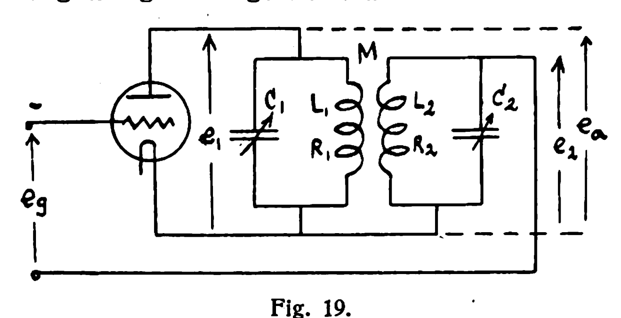


Fig. 19.

Der Verfasser beabsichtigt der Bequemlichkeit wegen diese Anordnung durch das Ersatzschema (Fig. 20) zu ersetzen. Die scheinbare Anodenimpedanz und die scheinbare gegenseitige Induktivität werden durch die folgenden Gleichungen gegeben

$$Z_a = \frac{e_1}{i_a} = \frac{Z_{12}}{1 + j\,\omega\,C_1 Z_{12}}. \tag{26}$$

$$\mathfrak{M} = \frac{e_2}{j\,\omega\,i_a} = \frac{M}{\omega^2 C_1 C_2 Z_2 \left(Z_{12} - \frac{j}{\omega C_1}\right)}, \tag{27}$$

wobei
$$Z_{12} = R_1 + j\,\omega L_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_2},$$
$$Z_2 = R_2 + j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right).$$

Ein genauer Ueberblick ergibt die allgemeine Gleichung für

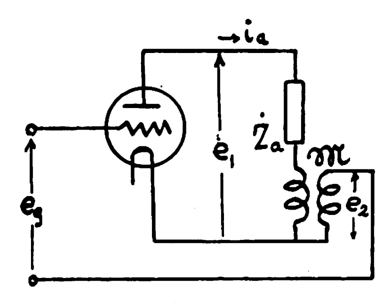


Fig. 20.

den Anodenwechselstrom und den Verstärkungsgrad:

$$i_a = \frac{e_g + j\,\omega\,\mathfrak{M}\,i_a}{D\,(R_i + Z_a)} = \frac{e_g}{D\left(R_i + Z_a - \frac{j\,\omega\,\mathfrak{M}}{D}\right)}, \tag{28}$$

$$K = \frac{i_a Z_a}{e_g} = \frac{1}{D\left[1 + \frac{R_i - j\frac{\omega\,\mathfrak{M}}{D}}{Z_a}\right]}. \tag{29}$$

B. Verstärker mit Anodenschwingungskreis.

Wir werden den einfachen Verstärker (Fig. 21) untersuchen, wobei C_2 Null ist.

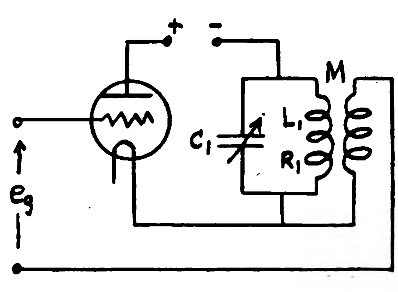


Fig. 21.

Da Z_a und $\mathfrak{M}$ gegeben sind durch

$$Z_a = \frac{R_1 + j\,\omega L_1}{(1 - \omega^2 C_1 L_1) + j\,\omega C_1 R_1}, \tag{30}$$

$$\mathfrak{M} = j\,\frac{M}{\omega\,C_1 Z_1} = \frac{-M}{(1 - \omega^2 C_1 L_1) + j\,\omega C_1 R_1}, \tag{31}$$

werden der Anodenwechselstrom und der Verstärkungsgrad gleich:

$$i_a = \frac{e_g}{D\left[R_i + \dfrac{R_1 + j\omega L_1 - j\dfrac{\omega M}{D}}{(1-\omega^2 C_1 L_1) + j\omega C_1 R_1}\right]} \doteq \frac{e_g}{D R_i + Z_a\left(D - \dfrac{M}{L_1}\right)} = \frac{e_g}{Z_s} \tag{32}$$

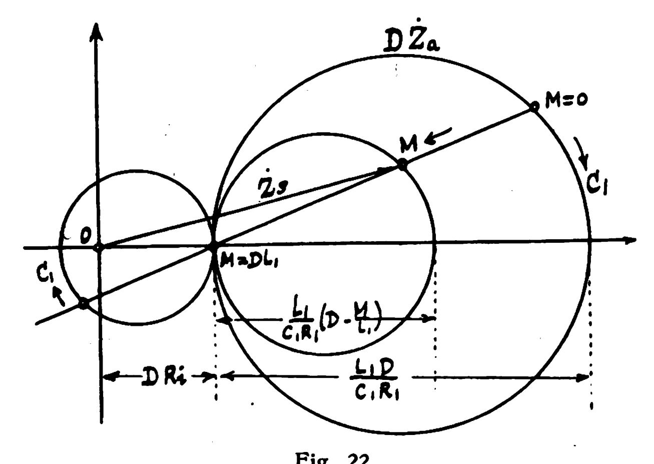


Fig. 22.

$$\dot{K} = \frac{1}{D\left[1 + \dfrac{R_i}{Z_a} - \dfrac{j\omega M}{D(R_1 + j\omega L_1)}\right]} \tag{33}$$

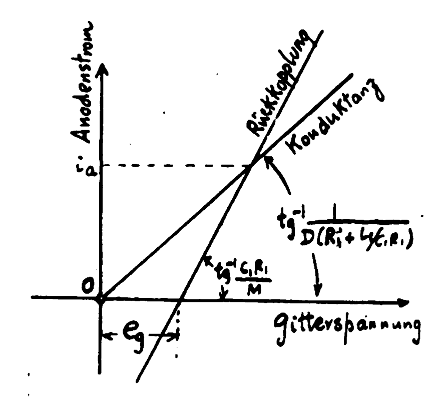


Fig. 23.

Wenn wir R_1 gegen ωL_1 vernachlässigen, so erhalten wir

$$K = \frac{1}{D\left[1 - \dfrac{M}{D L_1} + \dfrac{R_i C_1 R_1}{L_1} - j\dfrac{R_i}{\omega L_1}(1 - \omega^2 C_1 L_1)\right]} \tag{34}$$

Der durch Gl. (32) bezeichnete Zusammenhang zwischen dem Anodenwechselstrom und der Rückkopplung wird deutlicher durch die folgenden graphischen Darstellungen.

Fig. 22 zeigt die Variation des Vektors der Impedanz Z_s, die abhängig von der gegenseitigen Induktivität M ist.

Fig. 23 zeigt das Verhältnis für einen besonderen Fall, wobei $\omega^2 C_1 L_1$ gleich Eins ist.

Fig. 24 stellt das Verstärkungsdiagramm dar, wobei $D = 1/6$, $R^i = 2 \cdot 10^4$ Ohm, $\omega = 10^6$, $L_1 = 1\ mH$, und $R_1 = 10$ Ohm ist.

V. Zusammenfassung.

Der Aufsatz enthält eine Zusammenstellung der Gleichungen, die den Zusammenhang zwischen Verstärkungsgrad, Grenzen der Verstärkung ohne Schwingungserzeugung und Rückkopplungsgrad für verschiedene Typen der rückgekoppelten Verstärker angeben.

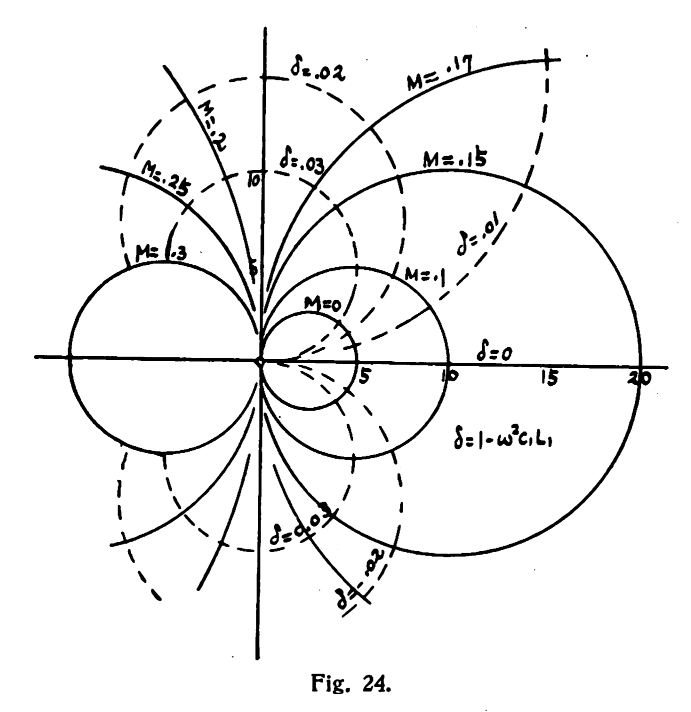


Fig. 24.

Eine neue Rückkopplungsschaltung wird erwähnt, die den Verstärkungsgrad der verzerrungsfreien Niederfrequenz-Reaktanzverstärker um vielfaches erhöht.

Es wird ferner eine Lösungsmethode für die Verstärker, die einen gekoppelten Resonanzkreis halten, gegeben.

(Eingegangen am 21. Dezember 1927.)

Ueber die einem Empfänger durch Erdung zugeführte Energie II.

Von **Angelika Székely.**

Mitteilung No. 52 aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz.

In einer gleichnamigen Arbeit (ds. Jahrb. **29**, S. 155, 1927) habe ich Beobachtungen an geerdeten Empfängern beschrieben, welche nur dadurch zu deuten sind, daß man eine außerhalb der Empfangsantenne gelegene Energiequelle, die durch die Erdung eingeführt wird, annimmt. Von den zwei Erklärungsmöglichkeiten: Induktion des elektromagnetischen Feldes in der Luft auf die vertikalen Teile der Erdleitung oder des elektromagnetischen Feldes im Boden auf die im Boden verlegten Erdleitungen glaubte ich damals die letztere wählen zu müssen, namentlich im Hin-



blick auf die beobachteten starken Schwankungen der infolge der Erdung im Empfänger auftretenden Zusatzströme. Diese Schwankungen fallen aber weg, wenn man zur Erdung nicht die Wasser- oder Gasleitung, sondern ein von diesen Leitungen isoliertes, in den Boden eingegrabenes Rohr verwendet. Davon habe ich mich durch eine längere Reihe von Beobachtungen überzeugt, bei denen die Erdung in folgender Weise ausgeführt war: vom Kondensator der in einem Institutzimmer aufgestellten Rahmenempfangsanordnung führte ein horizontaler Draht isoliert durchs Fenster, war in ca. 2 Meter Entfernung von der Hausmauer vertikal nach unten umgebogen und an das in seinem Fußpunkt befindliche, in den Boden geschlagene Erdungsrohr (von 2 Meter Länge) angelötet. Die Länge des horizontal geführten Drahtes betrug ca. 5 Meter, die Länge des vertikalen Drahtstückes bis zum Boden 3,2 Meter. Der absolute Wert des Verhältnisses der Amplitude der durch die Erdung im Rahmenkreis beobachteten Zusatzspannung V'' zur Amplitude der reinen Rahmenspannung V' (Induktion des Luftfeldes auf den Rahmen) ergab sich aus 12 Beobachtungen im Feld des Grazer Senders an verschiedenen Tagen, die bei den verschiedensten Bodenverhältnissen, großer Trockenheit, extremer Nässe, ausgeführt wurden, zu 7,8; die mittlere Abweichung von diesem Mittel betrug 1,3%, sie ist durch die unvermeidlichen Beobachtungsfehler zu erklären, was für die in der früheren Arbeit angegebenen viel größeren Abweichungen von 6—8% bei Erdung mit Wasser oder Gasleitung nicht angeht. Die Phasenverschiebung zwischen reiner Rahmenspannung und Zusatzspannung war innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit stets 0°, gegenüber 20 bis 50° bei den in der früheren Arbeit angegebenen Beobachtungen.

Die Schwankungen der Energiezufuhr durch die Erdung treten also bei einer wohldefinierten Erdung nicht auf; der infolge der Erdung im Rahmenkreis auftretende Zusatzstrom ist von der Bodenbeschaffenheit völlig unabhängig. Es kann also in diesem Fall der Zusatzstrom nicht unter Heranziehung des elektromagnetischen Feldes im Boden erklärt werden.

Aber noch weitere Beobachtungen drängen dazu, die Erklärung der Energiezufuhr durch die Erdung in der Induktion durch das Luftfeld zu suchen: stellt man die Rahmenempfangsanordnung unmittelbar bei der Erdungsstelle auf, so daß das vertikale Stück des bis zum Erdungsrohr führenden Drahtes nur mehr ganz kurz ist, so wird auch der Zusatzstrom im Rahmenkreis sehr klein, kann also wohl nicht aus dem Boden stammen. Daran ändert sich auch nichts, wenn man zur Erdung statt an das vertikale Rohr an einen 10 Meter langen, etwa 10 Zentimeter tief im Boden verlegten horizontalen Draht anschließt.

Ich habe nun versucht, die Annahme, daß die auf den vertikalen Stücken der Erdleitung durch das Luftfeld induzierte Spannung den Zusatzstrom im Rahmenkreis hervorruft, zur Berechnung dieses Zusatzstromes zu verwenden. Folgende, der Rechnung zugrunde gelegte Voraussetzungen haben zu einer guten quantitativen Erklärung der Messungsergebnisse geführt: ich betrachte die geerdete Rahmenempfangsanordnung, die auf den ersten Blick wohl als offenes Schwingungssystem angesprochen werden könnte, als einen geschlossenen Kreis, indem ich die Erdkapazitäten der Rahmenenden berücksichtige. In diesem Kreis wirkt, wenn der Rahmen so aufgestellt ist, daß er selbst keine Induktion durch das Luftfeld erfährt, als elektromotorische Kraft die auf dem vertikalen Erdungsdraht durch das Luftfeld induzierte Spannung V. Setzt man die elektrische Komponente des Luftfeldes an der Stelle des vertikalen Teiles der Leitung gleich E_E und bezeichnet man mit h die Länge des vertikalen Teiles, so ist diese Spannung $V = h, E_E$. Ich nehmen ferner an, daß die Strömung quasistationär ist, was natürlich nur annähernd richtig ist. Dann läßt sich nach den Regeln der Stromverzweigung der durch die Spannung V in den einzelnen Zweigen des Empfängers auftretende Strom berechnen. Ich habe diese Rechnung für zwei verschiedene Schaltungen durchgeführt: für die in der ersten Arbeit angegebene Empfangsschaltung, Fig. 1 (der

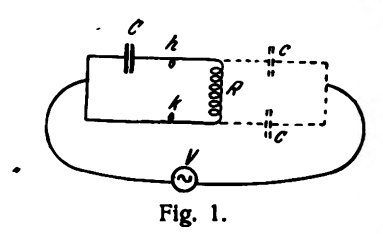


Fig. 1.

Rahmen R ist über zwei kleine Selbstinduktionsspulen k, k, die zur Ankopplung an den Verstärker dienen, an einen Drehplattenkondensator C angeschlossen, dessen eine Klemme an Erde liegt) und für die Schaltung nach Fig. 2 (an Stelle der einen Klemme des Kondensators liegt hier ein Ende der Rahmenwicklung an Erde); die strichliert ge-

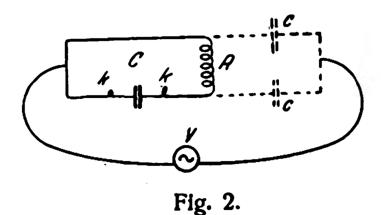


Fig. 2.

zeichneten Kapazitäten c bedeuten die Kapazitäten der Rahmenenden gegen Erde, die durch die Lage des Rahmens gegen seine Umgebung bedingt sind.

Bezeichnen die Buchstaben C, R, k, c die komplexen Wechselwiderstände der betreffenden Schaltelemente in Ohm, so ergibt sich für den Fall der Figur 1, wenn $(i_E)_1$ die halbe Summe der in den beiden Koppelspulen fließenden Ströme (herrührend von V) bedeutet:

$$\frac{V}{(i_E)_1} = -2\,\frac{R(C+c+k)(c+k)+2ck(C+k)+c^2(C+2k)}{C(2c+R)} \tag{1}$$

und im Fall der Fig. 2, wenn $(i_E)_2$ den hier in beiden Koppelspulen gleichen Strom bezeichnet,

$$\frac{V}{(i_E)_2} = \frac{R(C+2k)+c(R+C+2k)}{R} \tag{2}$$

(Mit der in der früheren Arbeit als Zusatz- oder Störspannung bezeichneten Größe V'' steht der nun eingeführte Strom i_E in den Koppelspulen in dem Zusammenhang, daß $i_E \times$ Widerstand des Rahmenkreises $= V''$ ist.) Statt des Absolutwertes der Ströme kann man auch einen leichter zu messenden Relativwert einführen. Man vergleicht i_E mit dem Strom i_R, der in den Koppelspulen auftritt, wenn die Erdleitung vom Rahmenkreis gelöst wird und dieser in die Stellung, wo maximale Erregung in ihm stattfindet, gedreht wird, bestimmt also das Verhältnis $\frac{i_E}{i_R}$. Durch dieses kann das Verhältnis $\frac{V}{i_E}$ ersetzt werden. Bezeichnet nämlich E_R das elektrische Feld an der Stelle des Rahmens, dessen wirksame Höhe 10 Zentimeter betrug (120 Zentimeter Seitenlänge, 4 Windungen), so gilt, da der Ohmsche



Widerstand des Rahmenkreises, wie sich durch Auswertung der Resonanzkurve ergab, 6.2 Ohm betrug — die elektromotorische Kraft im Rahmen ist gegen das äußere Feld um 90° phasenverschoben, der Strom in den Koppelspulen daher je nach der Stellung des Rahmens um ± 90° —

$$i_R = \pm j \frac{E_R \cdot 10}{6 \cdot 2} = \pm 1 \cdot 62 j E_R \quad (j \text{ die imaginäre Einheit}).$$

Nun ist das Feld E_R im Zimmer nicht gleich dem Feld E_E an der Stelle des vertikalen Erdungsdrahtes. Durch Messungen wurde festgestellt, daß das Feld im Hof 1,33mal so groß ist wie das im Zimmer, also $E_R = 1{,}33\ E_E$. Daraus folgt die Beziehung

$$E_E = \mp j \frac{1{,}33\, i_R}{1{,}62} = \mp 0.825\, j\, i_R$$

und wegen $E_E = \frac{V}{h}$ mit $h = 320$ cm

$$V = \mp 264\, j\, i_R.$$

Wir können also schreiben

$$\frac{V}{i_E} = \mp 264\, j \frac{i_R}{i_E}.$$

Die Messungen am Grazer Sender ($\lambda = 357$ m) ergaben

$$\left|\frac{i_R}{(i_E)_1}\right| = 0.128 \text{ und} \left|\frac{i_R}{(i_E)_2}\right| = 0.238, \text{ also}$$

$$\frac{V}{(i_E)_1} = \pm 33 \cdot 7 \text{ und } \frac{V}{(i_E)_2} = \pm 62 \cdot 9.$$

Ich bin nun so vorgegangen, daß ich diese Werte, sowie die Werte für die bei den Messungen verwendeten Schaltelemente

$$R = 406\, j \text{ Ohm}, \; k = 364\, j \text{ Ohm}, \; C_1 = -1200 j \text{ Ohm und } C_2 = -1150\, j \text{ Ohm}$$

(die verschiedenen Werte von C für die beiden Schaltungen entsprechen den in beiden Fällen ein wenig verschiedenen Resonanzeinstellungen) in den oben angegebenen Formeln 1 und 2 einsetzte und den unbekannten Wert der Erdkapazitäten c berechnete. Man erhält, wenn man das positive Vorzeichen für die Verhältnisse $\frac{V}{i_E}$ wählt, im Fall der durch Fig. 1 dargestellten Schaltung

$$c_1 = -12600\, j \text{ Ohm},$$

entsprechend einer Erdkapazität der Rahmenenden von 13,6 cm, und im Falle der Fig. 2

$$c_2 = -12\,300\, j \text{ Ohm},$$

entsprechend 13,8 cm.

Die gute Uebereinstimmung der für c aus den beiden Beobachtungen gerechneten Werte (bei Wahl des negativen Vorzeichens für die Verhältnisse $\frac{V}{i_E}$ ist die Uebereinstimmung weit weniger gut) bietet, glaube ich einige Gewähr, daß die den Rechnungen zugrunde gelegten Annahmen die tatsächlichen Verhältnisse gut darstellen.

Mit den gefundenen Werten für c läßt sich ferner die infolge der Erdung des Rahmenkreises auftretende Verstimmung berechnen. Man findet, daß die Kapazitäten c die Selbstinduktion des Rahmenkreises im Fall 1 um 63 j Ohm, im Fall 2 um 14 j Ohm erhöhen. Da der Wert der Kapazität C des ungeerdeten Rahmenkreises $-1134\ j$ Ohm beträgt, so müßte also im Fall 1 durch $C = -1197\, j$ Ohm, im Fall 2 durch $-1148\, j$ Ohm die Resonanz hergestellt werden, welche Werte mit den beobachteten $-1200\, j$ und $-1150\, j$ Ohm befriedigend übereinstimmen.

Ich habe überdies im Fall 1 den Strom in der Erdleitung mit dem in den Koppelspulen verglichen. Der Vergleich wurde so vorgenommen, daß eine ganz kleine Induktionsspule, die mit einem empfindlichen Verstärker gekoppelt wurde, einmal in die Erdleitung und das andere Mal hinter eine der Koppelspulen geschaltet wurde. Es ergab sich der Strom i_E in den Koppelspulen etwa 10mal so groß wie der Strom i in der Erdleitung, was gut mit der Rechnung übereinstimmt. (Diese Beobachtung wird nur durch den aus der Wahl des positiven Vorzeichens folgenden c-Wert wiedergegeben!) Denn die Rechnung ergibt für das Verhältnis der Ströme (im Fall der Fig. 1):

$$\frac{i_E}{i} = -\frac{1}{2} \frac{C(2c + R)}{R(C + 2k + 2c) + 2c(C + 2k)} = -10 \cdot 1,$$

wobei als Strom in den Koppelspulen die halbe Summe der in beiden Spulen ein wenig verschiedenen Ströme eingesetzt ist.

Man kann, glaube ich, sehr zufrieden damit sein, daß die oben angewendete, sicher sehr stark schematisierte Betrachtungsweise des geerdeten Empfängers, auf dessen vertikalem Erdungsdraht das Luftfeld eine Spannung induziert, die Erscheinungen sogar quantitativ richtig wiedergibt.

Es erscheint mir nun auch nicht mehr stichhaltig, die Unregelmäßigkeiten, welche in Empfängern auftreten, die an einer Gas- oder Wasserleitung geerdet sind, den Schwankungen des Bodenfeldes zuzuschreiben. Vielmehr glaube ich, daß das Bodenfeld auch bei dieser Art der Erdung eine untergeordnete Rolle spielt, daß aber das Luftfeld durch Induktion auf die vertikalen Teile der Leitungen die ganzen Leitungssysteme in stehende Schwingungen versetzt. Dadurch, daß Radioempfänger u. dgl. in wechselnder Zahl und Abstimmung an die Leitungen angeschlossen werden, kann offenbar der Schwingungszustand auf den Leitungen erhebliche Aenderungen erfahren, welche die Schwankungen der infolge der Erdung im Empfänger auftretenden Ströme bedingen.

Ich möchte auch noch erwähnen, daß die angewendete Betrachtungsweise der Wirkung der Erdung eines geschlossenen Empfangskreises (Spule oder Rahmen mit parallel geschalteter Kapazität) deutlich erkennen läßt, daß nur beim Empfang kurzer Wellen, für welche die Erdkapazitäten der Spule einen relativ kleinen Wechselwiderstand darstellen, die auf dem vertikalen Teil der Erdleitung induzierte Spannung merkliche Ströme im Empfangskreis bewirken kann. Der Wert von $\frac{V}{i_E}$, welcher für die in der Arbeit beobachtete Wellenlänge $\lambda = 357$ m, für die Schaltung 1,34 j Ohm betrug, ergibt sich z. B. für eine Wellenlänge von 3000 m, wenn man R etwa gleich 1800 j Ohm, $k = 1600\ j$ Ohm (dasselbe Verhältnis R/k wie für $\lambda = 357$ m), $C = -5000\ j$ Ohm wählt, $-c$ ist entsprechend der Erdkapazität von 13,6 cm mit $-120\,000\, j$ Ohm anzusetzen, zu ca. $4\,10^5\, j$ Ohm; der Strom i_E in den Koppelspulen ist also für die neunmal längere Welle bei gleicher Feldstärke und ähnlichen Empfangsbedingungen ungefähr 10 000mal schwächer.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit werden Beobachtungen mit einer Wellenlänge von 357 m an einem Rahmenempfänger,

der über eine längere Leitung an einem in den Boden geschlagenen Rohr geerdet war, mitgeteilt, die zu dem Schluß zwingen, daß der im Rahmenkreis infolge der Erdung auftretende Zusatzstrom durch die auf dem vertikalen Teil der Erdleitung durch das Luftfeld induzierte Spannung verursacht ist. Es wird eine Berechnung dieses Zusatzstromes aus plausiblen Annahmen heraus durchgeführt, welche die Beobachtungen gut erklärt und erkennen läßt, daß nur beim Empfang kurzer Wellen die Zusatzströme infolge einer Erdung einen merklichen Betrag besitzen.

Es wird ferner die Vermutung ausgesprochen, daß auch bei Erdung des Rahmenempfängers an einer Gas- oder Wasserleitung die auftretenden Zusatzströme durch die Induktion des Luftfeldes auf die vertikalen Teile der Leitungen zustande kommen.

(Eingegangen am 2. April 1928.)

Die elektrischen Eigenschaften der Rundfunksender-Vorverstärker im Hinblick auf ihre akustischen Qualitäten.

Von **Hans Rukop**, Köln.

(Schluß.*)

B. Der Gittertransformator.

Der Gittertransformator zeigt ein vollständig anderes und in vieler Hinsicht komplizierteres, dafür aber, wenn er richtig gebaut ist, vorteilhafteres Verhalten als der Leistungstransformator. Der Gittertransformator ist im allgemeinen dadurch gekennzeichnet, daß er scheinbar auf einen unendlich hohen Widerstand arbeitet, daß er daher auch immer nach der Sekundärseite hinauftransformiert. Es erscheint danach wünschenswert, den Transformationsgrad so hoch wie möglich zu machen. Jedoch wird sich gleich zeigen, daß die Möglichkeiten hier durch Kapazität und Streuung begrenzt sind. Gehen wir wieder von dem Ersatzschema eines Transformators aus, so müssen wir hier auf der Sekundärseite die Belastung durch die Wicklungs-, Schaltungs-, Montage- und Röhrenkapazität einzeichnen, die für das Verhalten des Gittertransformators von ausschlaggebender Wichtigkeit ist. Ein solcher auf der Sekundärseite mit Kapazität belasteter Transformator besitzt nun eine Eigenschaft, die man allgemein ohne nähere Erklärung als „Resonanz" oder „Vorhandensein einer Eigenschwingung" bezeichnet. Das Ersatzschema Fig. 15 zeigt, daß in dieser Schaltung zunächst eine sogen.

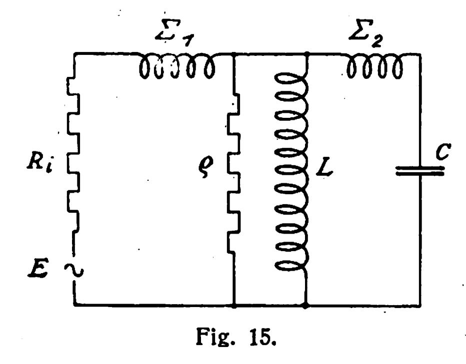


Fig. 15.

„Schwungrad-Resonanz" auftritt, das heißt eine solche, bei der die elektromotorischen Kräfte an den Verzweigungspunkten von Kapazität und Selbstinduktion zugeführt werden. In der Elektrotechnik wird eine derartige Resonanz allgemein „Stromresonanz" genannt, der Fall dagegen, in dem EMK, Kapazität und Selbstinduktion unverzweigt in Serie liegen, „Spannungsresonanz". Es kann aber kein Zweifel bestehen, daß die Ausdrücke „Stromresonanz" und „Spannungsresonanz" irreführend sind, und daß man sie besser, wie es in der drahtlosen Telegraphie allmählich üblich wird, durch die Ausdrücke „Serienresonanz" und „Schwungradresonanz" oder „Parallelresonanz" ersetzen sollte.

*) I. Teil ds. Jahrbuch 32, S. 18, 1928, Heft 1; II. Teil ds. Jahrbuch 32, S. 65, 1928, Heft 2.

Das grundsätzliche Verhalten eines solchen Transformators nach dem obigen Schema, das heißt eines Schwungradresonanz-Schemas, ist in der Literatur erst beachtet worden, seitdem es Verstärkertransformatoren gibt. Wenn wir hier der Vollständigkeit halber ganz kurz auf die Grundeigenschaften eingehen, so braucht nur gesagt zu werden, daß diese sogenannte „Grundeigenschwingung", die sich aus L und C ergibt, je nach dem Transformationsgrad entweder bis zu der dem Kreise mit seinem Verlustwiderstand entsprechenden Schärfe hervortretend gemacht werden, als auch so gut wie vollständig zum Verschwinden gebracht werden kann. Das Verfahren zum vollständigen Unterdrücken dieser Eigenfrequenz haben wir „Pseudo-Dämpfung", andere Autoren „Ueberanpassung" genannt, und es besteht, kurz gesagt, darin, daß, wenn wir in dem Ersatzschema Fig. 15 E und R_i als die EMK-Quelle, und den gesamten Transformator als den äußeren Widerstand betrachten, der äußere Widerstand für die Resonanzfrequenz von L und C sehr groß gegenüber dem inneren Widerstand gemacht werden muß. Nehmen wir einmal die sekundäre Wicklung mit ihrem wirklichen $L_2\,C_2$ und ϱ_2 dabei als bekannt an, so bedeutet das, daß die primäre Wicklung so groß bzw. der Transformationsgrad u so niedrig gemacht werden muß, daß bei der Resonanzfrequenz also der nunmehrige äußere Widerstand

$$R = \varrho = \frac{\varrho_2}{u^2}$$

gegenüber dem inneren Widerstand der EMK-Quelle den mehr als hundertfachen Wert haben soll.

Dies bewirkt, daß an den Transformator fast die gesamte EMK E gelangt. Bei sehr weit von der Resonanzstelle abliegenden Frequenzen, zum Beispiel tieferen, mag dann der übertragene Widerstand, der hier lediglich noch aus der primären Induktanz besteht, nur noch den drei- bis vierfachen Wert des inneren haben. Dies wird aber ausreichen, um an den Transformator noch etwa 90% von

E gelangen zu lassen. Hätte man an der Resonanzstelle $R = R_i$, also 50% der EMK, so kämen bei hohen und tiefen Frequenzen nur winzige Bruchteile dahin, das heißt, es ergäbe sich eine erheblich selektive Verstärkung.

In der nun folgenden Berechnung von M und δ beim Gittertransformator ist dasselbe, nur in etwas anderer Ausdrucksweise enthalten.

Die Verstärkung und der Abfall sollen für die verschiedenen Frequenzgebiete getrennt erläutert werden. Beginnen wir wieder mit den tiefen Frequenzen, so ergeben sich ähnliche Bedingungen wie beim Leistungstransformator. Die Bedingungen sind sogar noch vereinfacht, insofern als der übertragene Widerstand für die tiefsten Frequenzen praktisch nur noch der Verlustwiderstand ϱ des Transformators selbst ist, und das Ersatzschema daher auf die einfache Form von Fig. 16 zusammenschmilzt. Die Bedingungen eines geringen Abfalles bei tiefen Frequenzen sind aus ihm sofort abzuleiten. Die Spannung, die an die Primärwicklung gelangt, läßt sich im Falle der Fig. 16 aus derselben Gleichung ausdrücken, die für Fig. 7 gültig ist, nämlich:

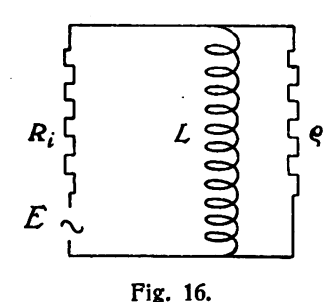


Fig. 16.

$$V_n = \frac{E}{\sqrt{\left(\frac{R_i}{\omega L}\right)^2 + \left(\frac{R_i}{R_n} + 1\right)^2}}.$$

Wie ohne weiteres ersichtlich, ist das Schema Fig. 16 identisch mit dem der Fig. 7, wenn man dort $R = \infty$ setzt. Es wird demnach:

$$V_n = \frac{E}{\sqrt{\left(\frac{R_i}{\omega L}\right)^2 + \left(\frac{R_i}{\varrho} + 1\right)^2}}.$$

Der Ausdruck V_{norm}, für ideale Frequenzen, ergibt sich dadurch, daß sowohl ωL als ϱ im Verhältnis der Frequenzen erhöht werden. Hieraus muß sich annähernd: $V_{norm} = E$ ergeben, was notwendigerweise der maximale Wert der Spannung ist, die an den übertragenen äußeren Widerstand überhaupt gelangen kann. Demnach wird für tiefe Frequenzen

$$M_n = \frac{V_n}{V_{norm}} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{R_i}{\omega L}\right)^2 + \left(\frac{R_i}{\varrho} + 1\right)^2}}.$$

Setzen wir in diesem Ausdruck wieder die von oben bereits bekannten Ausdrücke $\omega L = m R_i$ und $\gamma = \frac{\omega L}{\varrho}$, so ergibt dies

$$M_n = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{m^2} + \left(\frac{\gamma}{m} + 1\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{m^2}(1+\gamma^2) + \frac{2\gamma}{m} + 1}}$$

und bei der praktisch erlaubten Vernachlässigung von γ^2 gegenüber 1:

$$M_n = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{m^2} + \frac{2\gamma}{m} + 1}}.$$

Beschränken wir uns auf die Betrachtung kleiner Abfälle, so können wir wieder die Annäherung bilden

$$M_n = 1 - \delta = \frac{1}{1+\delta} = \frac{1}{\sqrt{1+2\delta}}$$

und es ergibt sich daraus

$$\delta = \frac{1}{2m^2} + \frac{\gamma}{m}.$$

Hat man es mit einem sehr verlustfreien Eisen zu tun, so kann $\gamma = 0$ gesetzt werden, so daß wir für diesen Fall die Annäherung erhalten:

$$\delta = \frac{1}{2m^2}.$$

Aus der Bedingung, daß der Abfall einen bestimmten Betrag D, beispielsweise $D = 10\%$, nicht überschreiten soll, ergäbe sich hier die Bedingung für die primäre Selbstinduktion des Transformators, welche lautete:

$$\omega L \geqq R_i \sqrt{\frac{1}{2D}} \text{ oder } \omega L \geqq 2{,}25\, R_i.$$

Sie sagt, kurz gesagt, aus, daß für die tiefste Frequenz die Induktanz der Primärwicklung groß gegenüber dem inneren Widerstand sein muß. Wir werden später sehen, daß sich hier durch ein einfaches Hilfsmittel ein vorhandener Abfall für tiefe Frequenzen leicht kompensieren läßt. Ohne ein solches Mittel würde aber die Spannungskurve am Transformator, und zwar an der primären, wie an der sekundären Wicklung die Form des Zweiges a—b der Kurve Fig. 17 haben. Wie weit sich diese Kurve nach höheren Frequenzen hin in dieser Weise fortsetzt, wird alsbald untersucht. Hierfür ist es aber notwendig, das gesamte Ersatzschema, wie es Fig. 15 angibt, zu berücksichtigen. Betrachten wir zunächst einmal der Belehrung halber dieses Schema auch bei hohen Frequenzen ohne die Streuinduktanzen Σ_1 und Σ_2, so würde jenseits der Resonanzfrequenz, die sich aus L und C ergibt, ein Abfall $a\,c$ eintreten, wie er diesseits der Resonanzfrequenz nach tiefen Frequenzen hin als $a\,b$ bereits gezeichnet ist. Diese beiden Abfälle rechts und links von der Resonanzfrequenz sind in der Tat das Ueberbleibsel von der Resonanzkurve der Grundeigenfrequenz des Transformators, die, wie schon gesagt, durch die Selbstinduktion und die Kapazität der größeren Wicklung bedingt ist. Der Abfall nach den tiefen Frequenzen hin wird durch das Zukleinwerden des induktiven Widerstandes, der Abfall nach hohen Frequenzen aber durch das Zukleinwerden des übertragenen kapazitiven Widerstandes gegenüber dem inneren Widerstand der EMK-Quelle veranlaßt. Bei Weglassung

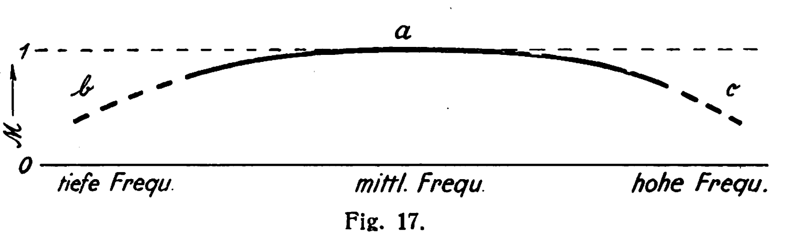


Fig. 17.

der Streuinduktanz würde also die Verstärkungskurve eines solchen Gittertransformators die Form von Fig. 17 haben. In Wahrheit tritt jedoch durch die Streuinduktanz eine große Aenderung ein, die sich aus dem Ersatzschema Fig. 15 errechnen läßt. Es zeigt sich dort nämlich ein gewisses Resonanzphänomen, welches wir die Streuresonanz genannt haben, und das in der Literatur früher gelegentlich aufgetaucht[3]), aber als in der Elektrotechnik nebensächlich unbeachtet geblieben ist.

Die Streuresonanz kann man sich aus dem Ersatzschema Fig. 15 vorstellen als die Resonanz in dem Kreise $E\,R_i\,\Sigma_1\,\Sigma_2\,C$, welche in dem genannten Kreise infolge der gegenseitigen Kompensation von induktivem und kapazitivem Widerstand einen relativ hohen Strom und dadurch eine relativ hohe Spannung an C hervorrufen muß. Man kann leicht ausrechnen, daß die Selbstinduktion L in diesem Streuresonanzkreise eine verschwindende Rolle spielt, und daß sich die Streufrequenz hauptsächlich aus Σ_1, Σ_2 und C ergibt. Diese Streuresonanz bringt nun eine Erscheinung hervor, welche zunächst durch ein einfaches Schema dargetan werden soll. In einem Kreise, welcher eine Schaltung wie Fig. 18 hat, d. h. aus einer EMK E, einem inneren

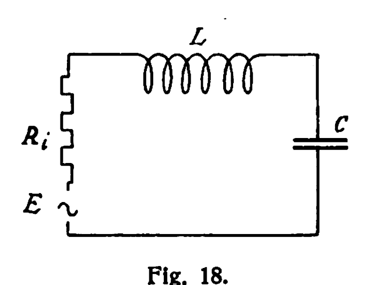


Fig. 18.

Widerstand R_i, einer Selbstinduktion L, einer Kapazität C, sämtlich in Serie liegend, besteht, möge die EMK bei konstanter Amplitude alle Frequenzen durchlaufen. Man erhält dann an der Kapazität C eine Spannungskurve, welche das Aussehen von Fig. 19 hat, d. h. etwa Konstanz bei tiefen

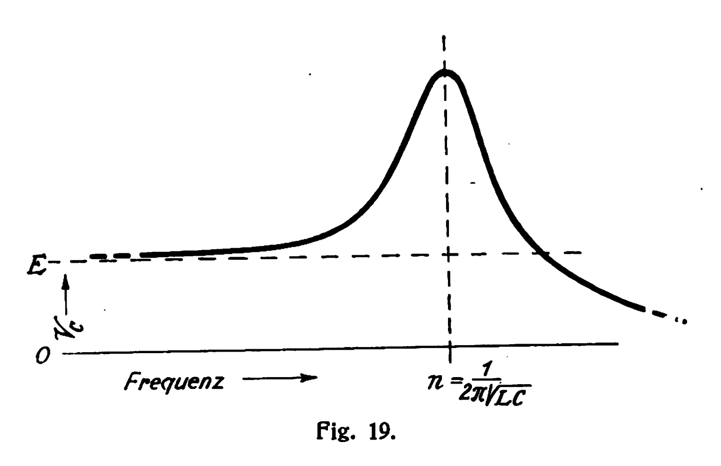


Fig. 19.

Frequenzen von der ungefähren Ordinatenhöhe E, dann einen erheblichen Anstieg bis zur Resonanzstelle von C und L, hinter dieser einen scharfen Abfall gegen Null. Genau der gleiche Vorgang tritt im Kreise des Gittertransformators auf, indem sich über die Kurve Fig. 17 eine solche der Fig. 19 lagert, so daß die resultierende Frequenzkurve eines Gittertransformators vom prinzipiellen Schaltschema der Fig. 15 die Form wie Fig. 20 hat. Diese Tatsache ist von einschneidender Bedeutung für die gesamte Dimensionierung des Gittertransformators, und zwar läßt sich kurz sagen, daß an der Stelle der Streuresonanz oder vielmehr kurz dahinter nach höheren Frequenzen hin die Wirksamkeit des Gittertransformators so gut wie abgeschnitten ist. An dieser Stelle tritt der „Absturz" der Verstärkerkurve ein, höhere Frequenzen werden praktisch nicht wiedergegeben. Es ist notwendig festzustellen, bei welchen Frequenzen dieser Absturz des Gittertransformators liegen darf, und die Laboratorien von Telefunken sind der Ansicht, daß man diesen Absturz etwa in die Gegend von 8—10 000 Perioden verlegen kann. Das ungeschmälerte Durchkommen von 8000 Perioden ist für die Uebertragung von Geigensolo und deutlichster Sprache ohne Verwischung der Konsonanten „s, sch und f" und für Beibehaltung des persönlichen Klanges der Stimme noch notwendig. Die darüber hinaus liegenden Oberfrequenzen der Instrumente sind sicherlich für 99% aller Rundfunkhörer überflüssig. Es mag sein, daß einzelne, hochmusikalische Zuhörer das Fehlen von Oberfrequenzen über 10 000 Perioden noch empfinden können und dies als einen Nachteil ansehen. Jedoch spricht andererseits so viel dafür, den Absturz auf allerhöchstens 10 000 Perioden zu verlegen, beispielsweise die Beseitigung der Eigengeräusche des Mikrophons und allerhand anderer elektrischer Störungen, daß die Telefunkengesellschaft in ihren Sendern der Praxis den Absturz nicht tiefer als 8000 Perioden und nicht höher als 10 000 Perioden legt.

Um auf die quantitativen Verhältnisse im Gittertransformator zurückzugehen, sollen jetzt die für die Streuresonanzfrequenzen maßgebenden Daten näher betrachtet werden. Es läßt sich ganz allgemein sagen, daß aus der gesamten Kapazität auf der Sekundärseite und der ebenfalls auf der Sekundärseite konzentriert gedachten Streuinduktivität sich die Streuresonanz ergibt. Dies führt zu der Streufrequenz:

$$n_\Sigma = \frac{1}{2\pi\sqrt{\sigma L_2 C_2}}.$$

Hieraus läßt sich noch nicht unmittelbar etwas erkennen, ohne daß die Größe der Sekundärwicklung und damit auch der Transformationsgrad bekannt sind. Es läßt sich ohne weiteres einsehen, daß zunächst zur Erlangung eines großen Verstärkungsgrades eine möglichst hohe Sekundärwindungszahl erwünscht ist. In der Tat wird der Sekundärwindungszahl durch nichts anderes eine Grenze gesetzt, als durch die Streufrequenz resp. den Frequenzabsturz. Daher sagt die obige Gleichung aus, wie groß bei gegebener Grenzfrequenz die Streuinduktion werden darf. Da man im allgemeinen bei einer Verstärkerröhre mit Gittertransformator und normalem Einbau mit einer gesamten wirksamen Kapazität von etwa 80 $\mu\mu F$ rechnen muß, ergibt sich bei einer Streufrequenz von etwa 8000 Perioden eine erlaubte Streuinduktion von etwa 5 H. Es ist nun keineswegs notwendig, die Streuung eines Gittertransformators so weitgehend herabzudrücken, wie die Streuung eines Leistungstransformators, da ja eine vergrößerte Streuung hier im Gegensatz zum Leistungstransformator ohne weiteres, natürlich unter Verzicht auf Transformation, durch eine Herabsetzung der sekundären Windungszahlen ausgeglichen werden kann, ohne daß bei tiefen Frequenzen ein Abfall eintritt, weil dieser ja nur von der primären Selbstinduktion abhängt.

Tatsächlich verwendet Telefunken für die Gittertransformatoren im allgemeinen Wicklungsarten mit etwas größerer Streuung als für die Leistungstransformatoren,

[3]) A. Dina, ETZ. 27, S. 191, 1906. G. Seibt, ETZ. 30, S. 276, 1909. H. Starke, H. Kirschbaum und M. Nacken, Ztschr. f. Tech. Phys. 7, S. 155, 1926.



und zwar deshalb, weil Gittertransformatoren sehr kleiner Streuung und sehr hoher sekundärer Windungszahl einen besonderen, bisher noch nicht erwähnten Fehler, den von uns so genannten „Einbruch", ergeben können, der noch weiter unten beschrieben wird.

Die sogenannte Streuspitze $S\Sigma$ in der Verstärkungskurve Fig. 20 ist von großer Bedeutung, und zwar von

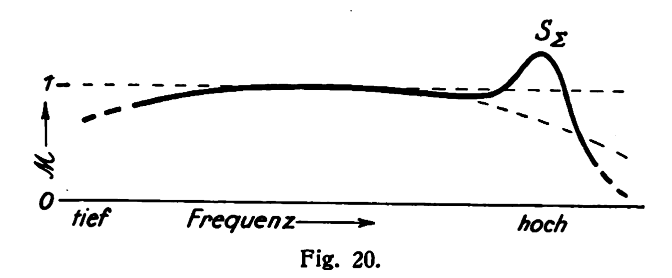


Fig. 20.

hervorragendem Nutzen für die Verstärkungskurve der gesamten Anlage. Es läßt sich schon dem Augenscheine nach sehen, daß ein unvermeidlicher Abfall bei hohen Frequenzen in der Verstärkungskurve des Leistungstransformators durch eine solche Streuspitze kompensiert und sogar überkompensiert werden kann. Eine solche Ueberkompensation ist bei einem Rundfunksender sogar notwendig, weil, wie sich in späterer Fig. 30 zeigen wird, die Hochfrequenzteile des Senders selbst einen gewissen schädigenden Einfluß auf die Wiedergabe der hohen Tonfrequenzen ausüben. Daher benutzt Telefunken im allgemeinen die Anstiege durch die Streuspitzen (s. Beispiele Fig. 29 u. 30), die aber in ihrer Höhe genau dimensioniert werden müssen.

Es ist leicht einzusehen, daß man mit einfachsten Mitteln einer Verstärkerkurve verschieden hohe Streuspitzen, wie sie Fig. 21 zeigt, verleihen kann, ohne daß die Ver-

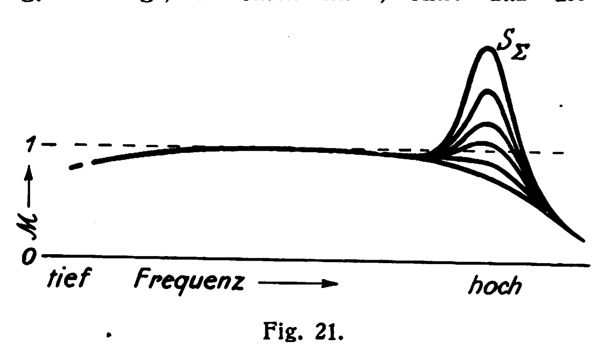


Fig. 21.

stärkungskurve in ihren übrigen Teilen sich in irgendeiner Weise verändert. Dies ist dadurch begründet, daß die Streuspitze ja ein Resonanzphänomen ist, und es ist nur notwendig, den Kreis, in dem sich dieser Resonanzvorgang abspielt, entsprechend zu dämpfen, damit das Maximum herabgesetzt wird. Der einfachste Weg, um dies zu tun, ist ein Serienwiderstand in der Zuleitung zur Kapazität C, d. h. in der Praxis in der Zuleitung von der Sekundärwicklung des Transformators zum Gitter. Dies kann aus dem Ersatzschema Fig. 18 leicht verstanden werden, ebenso, daß für die übrigen Frequenzen, insbesondere die tiefen, dieser Widerstand nicht die geringste Rolle spielt. Auch auf eine andere Weise läßt sich eine Dämpfung der Streuspitze erreichen, die jedoch nicht unmittelbar aus dem Ersatzschema hervorgeht, nämlich durch einen entsprechenden ohmschen Widerstand der gesamten sekundären Wicklung. In Wahrheit verläuft natürlich der Resonanzvorgang nicht so, wie es das Ersatzschema Fig. 18 anzeigt, sondern die Sekundärwicklung wird von dem Resonanzstrom so durchlaufen, daß ihr ohmischer Widerstand in die Erscheinung tritt. Dies ist ganz analog der Tatsache, daß in dem Ersatzschema eines normalen Transformators die Kupferverluste ja ebenfalls mit ihrem gesamten Wert eingesetzt werden müssen und nicht mit demjenigen Wert, der sich aus der Umwandlung in ein Autotransformationsschema ergäbe.

Der Nutzen der Streuung bei Vorhandensein einer Gitterkapazität läßt sich aus einem einfachen Diagramm, Fig. 22, ersehen. Dort bedeutet OA die Spannung an R, AB die an der Streuinduktanz, die eine reine Induktanz AD und einen Widerstand DB enthalten mag. Die Spannung an einem mit den übrigen Organen in Serie liegenden Kondensator wird beispielsweise BF, während die EMK zu OF wird. Man sieht, daß die Spannung am Kondensator FB, umgetragen in FG, die EMK FO bedeutend über-

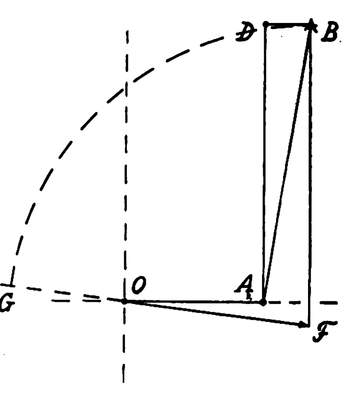


Fig. 22.

treffen, d. h. daß hier M weit über 1 betragen kann, während ohne L die Spannung an C immer kleiner als die EMK, d. h. $M < 1$ sein muß.

Im Gittertransformatorkreis läßt sich nun ein weiteres Organ einführen, das die Verstärkungskurve auch bei tiefen Frequenzen besonders zu verbessern gestattet. Dieses Organ ist ein mit der EMK-Quelle und der Primärwicklung des Transformators in Serie liegender Kondensator C_1, (s. Fig. 23). Die Wirkung dieses Kondensators besteht, kurz gesagt, darin, daß sich für eine beliebige tiefe Frequenz eine Resonanz in dem Kreise $E\,R_i\,C_1\,L_1$ erreichen läßt. Die übrigen Teile $L_2\,C_G$ spielen für diesen Vorgang keine wesentliche Rolle. Infolge des erhöhten Stromes im Resonanzfalle wird natürlich die Spannung an L_1 entsprechend erhöht und demgemäß auch die Spannung auf der Sekun-

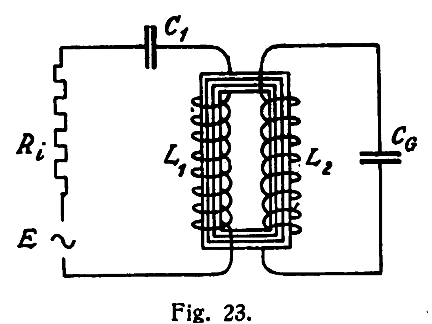


Fig. 23.

därseite. Für die Wirkung dieser Schaltung läßt sich eine ganz ähnliche einfache Erklärung geben, wie es für die Streuspitzenspannung durch Fig. 18 und Fig. 19 geschehen ist, nur daß hier, da ja hier die Spannung an der Selbstinduktion betrachtet wird, die Kurve hinsichtlich der hohen und tiefen Frequenzen vertauscht erscheint. Das System Fig. 18 würde nämlich beim Durchlaufen aller Frequenzen

mit konstanter Amplitude in der EMK-Quelle an der Selbstinduktion L eine Spannung ergeben, wie sie Fig. 24 zeigt. Wird eine solche Spannung wieder derjenigen in Fig. 20 überlagert, so ergibt sich eine resultierende Kurve, wie sie Fig. 25 zeigt. Durch passende Bemessung des Kondensators C_1 im Verhältnis zur primären Selbstinduktion des Transformators läßt sich die Primärresonanzstelle S, etwa auf 30 Perioden legen, so daß unter etwa 25 Perioden ein plötzlicher Absturz eintritt, dagegen von etwa 100 Perioden nach 30 Perioden hin eine Steigung vorhanden ist. Der Gittertransformator gibt, wenn er mit einem derartigen Kondensator versehen ist, bezüglich der Frequenzkurve ein sehr interessantes Bild, wie man es nicht ohne weiteres erwarten würde. Es gibt nämlich, im Prinzip genommen, eine Verstärkungskurve mit drei Maxima und je einem ziemlich scharfen Absturz rechts und links. Durch geeignete Dimensionierung kann diese Kurve annähernd in ein Rechteck verwandelt werden, so daß zwischen den gewünschten Frequenzen von etwa 30 Hertz bis 9000 Hertz eine konstante Verstärkung vorhanden ist, bei höheren und tieferen Frequenzen aber so gut wie gar keine, ein Resultat, das man in der Tat als Ideal bezeichnen kann. In der Praxis

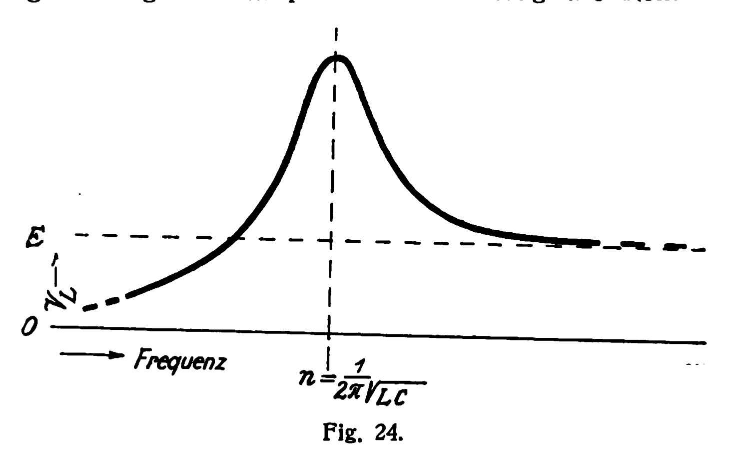


Fig. 24.

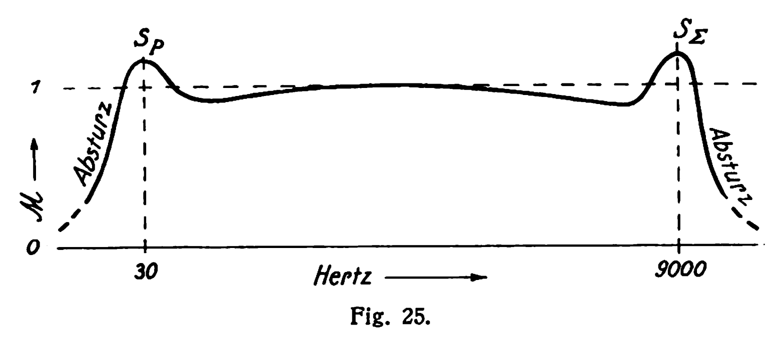


Fig. 25.

wählt man nicht die größte Annäherung an ein Rechteck, sondern man läßt das mittlere Maximum ganz verflachen, die beiden Seitenmaxima aber etwa hervortreten, etwa wie es Fig. 30 Kurve III zeigt. Hierdurch lassen sich die Abfälle in den Leistungstransformatoren bei tiefen Frequenzen ebenso ausgleichen, wie bei hohen.

Es könnte auffallen, daß die Schaltung Fig. 23 beim Gittertransformator eine große Verbesserung geben soll, während im vorigen Abschnitte A die gleiche Schaltung bei Leistungstransformatoren abgelehnt wurde. Tatsächlich läßt sich auch für Fig. 23 ein Diagramm Fig. 26, im Prinzip ähnlich Fig. 8, zeichnen. Nur liegen die Verhältnisse dabei zahlenmäßig viel günstiger, wie Fig. 26 zeigt. Dort bedeutet OA die Spannung an R_i, AB die an der Kombination $L\|_Q$. Ohne einen Kondensator C_1 wäre OB dann die EMK. Durch einen passenden Kondensator, dessen Spannung BD sein möge, würde die EMK zu OD werden. Bringt man die EMK für beide Fälle auf gleiches Maß, indem man $OF = OB$, ferner $DP =$ und $\| AB$ zeichnet, so wird die Spannung an $L\|_Q$, nämlich $DP = AB$ auf FQ gebracht, was, wie die Umtragung auf FS zeigt, die Spannung an $L\|_Q$ ohne C_1, nämlich $BA = BG = FH$ bedeutend übertrifft, auch die EMK $OB = OF$ noch bedeutend übertrifft, so daß M erheblich größer als 1 wird.

Die in Fig. 23 gezeichnete Schaltung läßt sich mit doppeltem Vorteil hinter einem von Gleichstrom durchflossenen Mikrophon, beispielsweise einem Körner-Mikrophon, verwenden. Sie dient dann gleichzeitig dazu, den dauernden Gleichstrom des Mikrophons von dem Gittertransformator fernzuhalten. Erfahrungsgemäß zeigt ein solcher mit

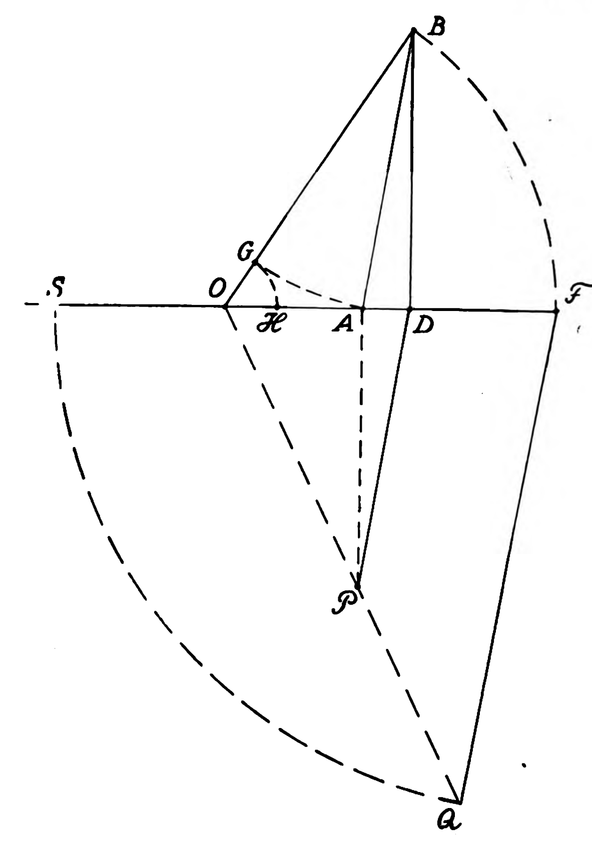


Fig. 26.

Gleichstrom beschickter Transformator je nach der verwandten Eisensorte neben einer sofortigen Abnahme der Permeabilität, die davon herrührt, daß die Gleichstrommagnetisierung den Arbeitspunkt an eine weniger steile Stelle in der Magnetisierungskurve verlegt, und die natürlich bei der Dimensionierung schon berücksichtigt werden muß, auch noch manchmal im Laufe längerer Zeiten ein ständiges weiteres Fallen der Permeabilität, wie wir durch Kontrollmessungen über mehrere Jahre feststellen konnten. Der gesamte Fragenkomplex, der die Eisenkerne umfaßt, ist durch die Pupinspulentechnik nicht, wie man glauben könnte, genügend geklärt. Bei den Verstärkertransformatoren kommt als Erschwerung die starke Gleichstrommagnetisierung hinzu, ferner die Notwendigkeit, mit kleinem Volumen mehrere Hundert Henry in den Sekundärwicklungen zu erreichen. Aus diesen Gründen sind die Spezialspulenkerne mit kleinen Permeabilitäten unerwünscht. Für die Verstärkertransformatoren sind nach längeren Versuchen geeignete Materialien und Abmessungen gefunden worden, nachdem zahlreiche störende Effekte

aufgetreten und geklärt waren. Hierüber wird nach Abschluß der betreffenden Versuche gelegentlich berichtet werden.

Nicht immer ist es notwendig, die Gleichstrommagnetisierung vom Transformator fernzuhalten. Beispielsweise ist das bei den Transformatoren *b* und *d* in Fig. 3, d. h. bei Leistungstransformatoren, die von der letzten Röhre des Mikrophonverstärkers auf das Kabel arbeiten, nicht gezeichnet und geschieht auch in der Tat in der Praxis nicht. Dort liegen die Verhältnisse aber etwas günstiger als bei einem Gittertransformator, da ja Abstürze in den Kurven nicht vorhanden sind, die sich verschieben könnten. Man kann da durch genügend reichliche Dimensionierung des Transformatorkernes in Verbindung mit einem Luftspalt ausreichende Konstanz der Frequenzkurve erreichen. Natürlich muß der Vermeidung der Streuung bei dem vorhandenen Luftspalt ganz besondere Aufmerksamkeit zugewandt werden, wie bereits im Kapitel III A erwähnt ist.

Auch hier beim Gittertransformator findet sich die Tatsache wieder, daß die Eisenverluste nur bei tiefen Frequenzen eine Rolle spielen.

Bei den Gittertransformatoren hat sich gelegentlich eine Erscheinung gezeigt, die wir „Einbruchsstelle" genannt haben. Sie besteht darin, daß im Gebiete der höheren Frequenzen sich eine schmale aber gelegentlich sehr tiefe Einsenkung der Verstärkungszahlen ergibt. Ihre Ursache konnte in der Kapazität zwischen der Primär- und Sekundärwicklung im Zusammenwirken mit den Induktanzen des Transformators festgestellt werden. Eine schwache Andeutung einer solchen Einbruchsstelle zeigt Fig. 29. Selbstverständlich werden solche Erscheinungen in der Praxis vermieden. Ueber die interessanten elektrischen Einzelheiten dieser Frage wird in einer späteren Veröffentlichung noch berichtet werden.

IV. Schwächungs-Schaltungen.

A. Stufen-Schwächung.

Ein kleines, aber interessantes Kapitel sind noch die Schaltungen zum Schwächen der Verstärkung. Bei der

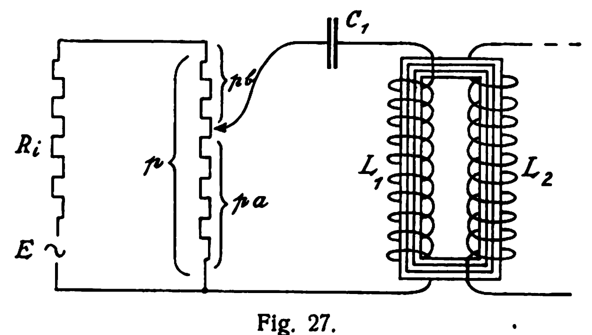


Fig. 27.

Herabsetzung der Verstärkung, die bei einem Rundfunksender innerhalb einer größeren Skala in vielen kleinen Stufen möglich sein muß, muß streng darauf geachtet werden, daß diese Schwächungsschaltung die Frequenzkurve nicht ändert, ein Punkt, den man leicht übersehen kann. Ein Beispiel für richtige und falsche Wirksamkeit einer Schwächungsschaltung sei im folgenden angegeben.

Fig. 27, in der $L_1 L_2$ einen Gittertransformator vorstellt, ist das typische Beispiel einer die Frequenzkurve verderbenden Schwächungsschaltung. Als Grundprinzip für die Aehnlichkeit der Frequenzkurve eines Gittertransformators muß hingestellt werden, daß für die drei verschiedenen Frequenzbereiche bei Schwächung erstens die EMK in gleicher Weise herabgesetzt wird, zweitens die Dämpfungen der Kreise, die die Resonanzspitzen bei tiefsten und höchsten Frequenzen ergeben, nicht geändert werden. Bei Fig. 27 ist dies nun nicht erfüllt, sondern hier würde wohl im Gebiete der mittleren Tonfrequenzen, für welches nur die Pseudodämpfung und Transformation maßgebend ist, die Spannung wirklich proportional p_a sein. Dagegen würden sowohl für das Frequenzgebiet der Streuspitze als für das der Primärspitze Fehler auftreten, die in den kleinen Impedanzen des Systems $C_1 L_1$ für tiefe Frequenzen und des Systems $C_1 \Sigma_1 \Sigma_2 C_G$ für hohe Frequenzen begründet sind.

Hierdurch würde bei kleinem p_a in den Spitzenfrequenzen relativ mehr, bei großem p_a relativ weniger Spannung am Transformator auftreten.

Sehr viel schlimmer als diese EMK-Verzerrung ist aber die bei dieser Schaltung entstehende Entdämpfung der

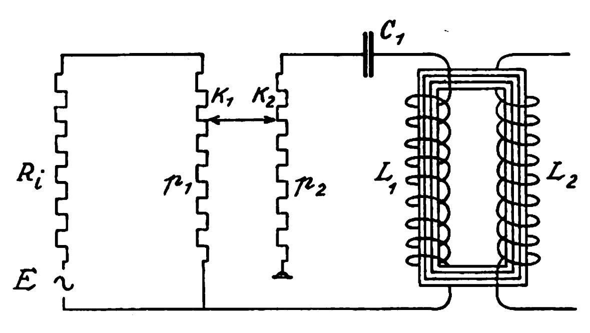


Fig. 28.

Serienkreise für die Spitzen bei hohen und tiefen Frequenzen, die durch die Verkleinerung von p_a geschieht. Da es sich hier um Gitterkreise handelt, kann leicht Selbsterregung durch die Rückkopplung über die Anoden-Gitter-Kapazität in der hohen oder tiefen Spitzenfrequenz oder wenigstens ein unerlaubtes Hervortreten der Spitzen in der Frequenzkurve durch Verstärkung mit Rückkopplung geschehen.

Um dies zu vermeiden, verwendet Telefunken eine Schaltung, die beim Verkleinern des Zweiges p_a des Spannungsteilerwiderstandes p einen besonderen Widerstand in den Primärkreis einschaltet. Eine solche Schaltung ist in Fig. 28 dargestellt. Ihre Eigentümlichkeit ist, daß beim Regulieren der Kontakte K_1 und K_2 nach der Mitte zu, das heißt bei Verkleinern der Spannung durch Heruntergehen an Widerstand p_1, der Widerstand p_2 in notwendigem Maße in den Primärkreis eintritt. Auf diese Weise bleibt die Frequenzkurve sich bei Schwächung vollkommen ähnlich. Es ist in der Praxis festgestellt worden, daß Schwächungsschaltungen, die diese Gesetzmäßigkeit nicht beachten, die Klangfarbe des Rundfunksenders verändern.

B. Automatische Schwächung.

Neben der Notwendigkeit, den Verstärkungsgrad einer zum Rundfunksender gehörenden Anlage beliebig regulieren zu können, gibt es noch ein anderes wichtiges Schwächungsproblem, nämlich die automatisch arbeitende Herabsetzung des Verstärkungsgrades bei Auftreten zu großer akustischer Amplituden vor dem Mikrophon, um so die Uebersteuerung zu vermeiden oder wenigstens herabzudrücken. Telefunken hat zwei verschiedene Methoden für diesen Zweck untersucht und verwandt. Die eine davon stammt von E. Reiß und ist eine halb elektrisch und halb mechanisch wirkende, die andere, die rein elektrisch wirkt, ist im Verstärker-Laboratorium von Telefunken entstanden und entwickelt worden.

Es ist aber heute noch nicht möglich, ein abschließendes Urteil über diese Einrichtungen abzugeben, denn ihre Wirksamkeit kann keineswegs rein aus Messungen im Laboratorium beurteilt werden. Im Laboratorium kann zwar das rein technisch Funktionierende einer solchen Einrichtung klargestellt werden, aber die Einwirkung auf die musikalischen Qualitäten entzieht sich einer direkten Messung. Sie ist eine Frage des Geschmacks und des musikalischen Empfindens, so daß man den Erfolg nur sozusagen statistisch feststellen kann. Es wird von Hörern vielfach gesagt, daß die automatische Regulierung zwar die gefährlichen Uebersteuerungen, die unschöne Töne hervorrufen, vermeidet, daß dafür aber die Musik etwas öde und langweilig klingt. Offensichtlich ist dies auf die Verwischung der Unterschiede zwischen Piano- und Fortestellen zurückzuführen, die ja im Wesen der automatischen Regulierung liegt.

Es soll in einer späteren Veröffentlichung noch einmal auf dieses Problem zurückgekommen werden.

V. Rundfunksender-Vorverstärker der Praxis.

Bei Verwendung der oben beschriebenen Prinzipien lassen sich für die Praxis vollkommen befriedigende Verstärkungskurven selbst bei Verwendung der in Fig. 3 gezeichneten zahlreichen Transformatoren (5 Stück in Kaskade) erreichen. Es ist hier allerdings ein Unterschied zu machen zwischen einer besonders schönen Verstärker-

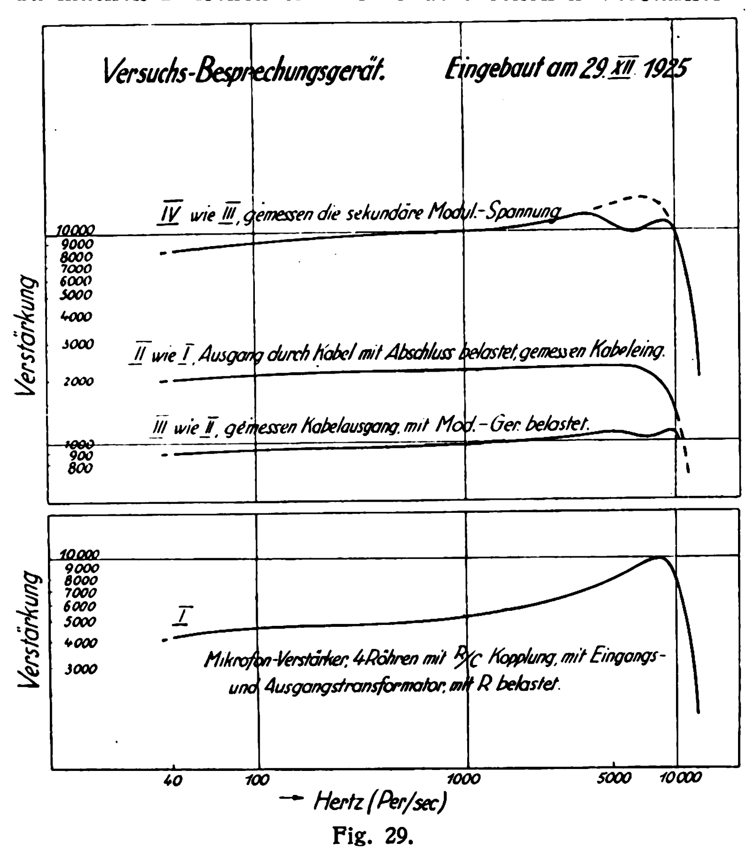


Fig. 29.

kurve und einer besonders nützlichen Verstärkerkurve. Eine besonders schöne Verstärkerkurve würde man eine rechteckige nennen, die etwa bei 30 Hertz steil ansteigt, von 30—9000 Hertz vollkommen wagerecht ist und bei 9000 Hertz wieder steil abfällt. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß die schönste Verstärkerkurve für die Praxis nicht die nützlichste ist. Vielmehr ist Telefunken nach langjährigen Erfahrungen heute der Ansicht, daß bei den tiefsten Frequenzen ein kleiner Abfall, bei den höchsten dagegen eine kleine Erhebung vorhanden sein sollte. Die Notwendigkeit der Erhebung bei den höchsten Frequenzen ist in den vorhergehenden Abschnitten schon genügend begründet. Sie gründet sich auf das mangelnde Durchkommen der hohen Seitenbänder durch die Zwischenkreise usw. des Senders[4]). Ein geringer Abfall bei tiefen Frequenzen wird von vielen Seiten aus akustischen Gründen für nützlich gehalten. Es ist ja eine bekannte Tatsache, daß die tiefsten Frequenzen bei guter Hörbarkeit außerordentlich hohe Amplituden haben. Diese sind leicht geeignet, eine Ueber-

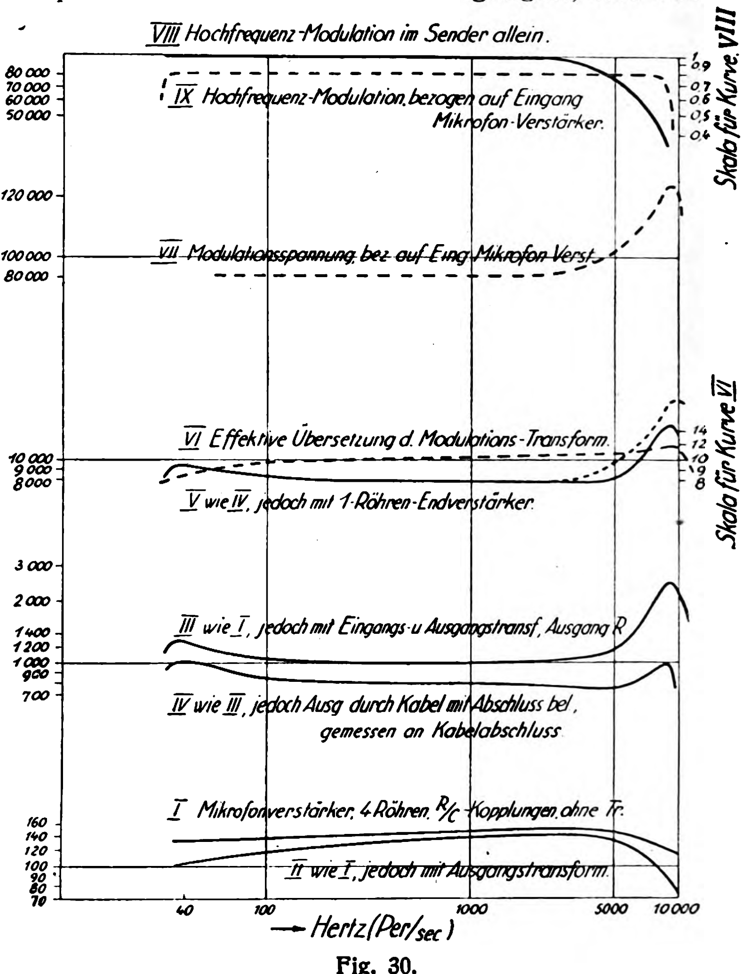


Fig. 30.

steuerung der Verstärker oder der Sender herbeizuführen. Da sie außerdem in den Empfangsapparaten, insbesondere Lautsprechern, mit gewissem Vorzug wiedergegeben werden, ist ein leichter Abfall in der Verstärkungskurve bei tiefen Frequenzen vielleicht zu empfehlen. Immerhin muß man sagen, daß die Entscheidung hierüber, ob man die tiefen Frequenzen bereits im Sender abschwächen soll oder nicht, noch nicht gefallen ist, und daß Telefunken deshalb mit der Schwächung der tiefen Frequenzen sehr zurückhaltend arbeitet und, um sich keine Vorwürfe in dieser Beziehung von Kunden, die hierin anderer Ansicht sind, zuzuziehen, bis zu den tiefsten Frequenzen höchstens eine Schwächung um 20—30% zuläßt. Die Fig. 29 zeigt die Verstärkungskurve von einer Anlage der Praxis, die versuchsweise gelegentlich benutzt wurde. Die Bedeutung der einzelnen Kurven ist im Bild selbst genau angegeben. Im Prinzip geben sie sämtlich Spannungsverhältnisse an, sind also den *M*-Kurven, bis auf ihren Maßstab, analog. Der Maßstab ergibt sich aus der Multiplikation der *F*-Werte mit

[4]) Quantitave Angaben hierüber siehe: P. v. Handel, Tel.-Ztg., 48/49, S. 53, 1928.

den Verstärkungsfaktoren der Röhren sowie der Absorption der Kabel. Interessant ist die Einwirkung des Kabels, das kein Spezialkabel für Rundfunkzwecke war, auf den Mikrophonverstärker. Man sieht, daß eine erhebliche Bevorzugung der hohen Frequenzen im letzteren notwendig war (Kurve I), um die Unvollkommenheit des Kabels für hohe Frequenzen auszugleichen. Ferner fällt in den Kurven III und IV eine kleine Andeutung der Einbruchsstelle auf, auf die in Kapitel III B hingewiesen wurde. Akustisch ist dieser kleine Einbruch ganz unmerklich, denn man sieht, daß er keine größere Schwankung in der Verstärkungskurve als etwa 15% hervorruft, jedoch gibt die elektrische Messung sie deutlich wieder.

Eines der modernsten Projekte der Verstärkeranlagen für die Besprechung von Rundfunksendern zeigt Fig. 30. In dieser Fig. ist ebenfalls die Bedeutung aller Kurven genau beschrieben. Die effektive Verstärkung der 5 Kaskaden einschließlich eines speziellen Kabels für Rundfunkzwecke zeigt Kurve VII, sie hat zwischen etwa 3000 Perioden und 8000 Perioden einen allmählichen Anstieg, um die Benachteiligung der hohen Seitenbänder im Sender (Kurve VIII) auszugleichen. Danach bekommt man eine fast vollkommen wagerechte Kurve IX mit Abstürzen bei etwa 30 und 8000 Hertz, die die endgültige Hochfrequenzmodulation in der Antenne in Abhängigkeit von der dem Mikrophonverstärker zugeführten Spannung der Tonfrequenz darstellt. Der Ausdruck „effektive Uebersetzung“ für Kurve VI bedeutet das Verhältnis zweier F-Werte, einmal vor, einmal hinter dem betreffenden Transformator gemessen.

In der eben beschriebenen Anlage sind also Abfälle bei den tiefen Frequenzen absichtlich nicht eingeführt worden. Ueberhaupt ist im ganzen genommen die Modulationskurve mit einer viel größeren Genauigkeit wagerecht gehalten worden, als es das Ohr verlangen würde. Aber wir halten es für gut, eine Anlage von vornherein so zu dimensionieren, daß auch sorgfältige elektrische Messungen sie einwandfrei erscheinen lassen, denn wir glauben die Erfahrung gemacht zu haben, daß musikalische Unterschiede, die selbst von einem normal musikalischen Menschen nicht gehört werden, im Laufe längerer Zeit bei vielen Hunderttausenden von Hörern doch zur Geltung und Würdigung kommen.

(Eingegangen am 13. Februar 1928.)

Bemerkung zu der Arbeit von B. D. H. Tellegen: „Endverstärkerprobleme“.

Von **Albrecht Forstmann**, Berlin.

Die in obiger Arbeit von B. D. H. Tellegen[1]) enthaltenen wesentlichsten Ergebnisse wurden bereits früher von mir mitgeteilt[2]). Insbesondere ist auch die günstigste Dimensionierungsbedingung

$$|\mathfrak{R}_a| \ll R_i \text{ }^{3})$$

sowie die zur Erreichung dieser Bedingung notwendige Verwendung von Röhren in Schutznetzschaltung bereits früher von mir angegeben. Zur Vermeidung der Entstehung von Sekundärelektronen ist von mir die Bedingung aufgestellt[4])

$$E_{a_{\min}} = \frac{|\mathfrak{E}_{g_{\max}}|}{a_{res}} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_{a_{\max}}|}{|\mathfrak{R}_{a_{\max}} + R_i|} + x \cdot E_{sch} + J_{a_p} \cdot R_a.$$

Diese Bedingung läßt sich durch Einfügung eines weiteren Gitters zwischen Anode und Schutznetz verbessern zu

$$E_{a_{\min}} = \frac{|\mathfrak{E}_{g_{\max}}|}{a_{res}} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_{a_{\max}}|}{|\mathfrak{R}_{a_{\max}} + R_i|}$$

Auch die formelmäßige Berücksichtigung des Einflusses der Krümmung und des Gitterstroms erfolgte bereits früher durch mich[5]). Die durch gemeinsame Untersuchungen mit Dr. E. Schramm hinsichtlich der Aussteuerung aufgestellte Grenzbedingung[6])

$$E_{g_{\min}} = \frac{1}{2p} - a\,E_a$$

gestattet eine sehr einfache rechnerische Behandlung gerade auch des hier vorliegenden Problems. Die von mir bereits früher veröffentlichten Untersuchungen erfahren durch die Untersuchungen des Herrn B. D. H. Tellegen ihre Bestätigung.

(Eingegangen am 12. Juli 1928.)

1) Ds. Jahrb. 31, S. 183, 1928.

2) Vgl. A. Forstmann und H. Reppisch: Der Niederfrequenzverstärker, R. C. Schmidt & Co. A. Forstmann: Vereinfachungen im Empfängerbau durch Anwendung von Spezialröhren, Funk 1928, H. 9; A. Forstmann: Über unverzerrte Leistungsabgabe durch Elektronenröhren, ds. Jahrb. 31, Heft 2; A. Forstmann: Schirmgitter und Hochleistungsröhren im Empfänger, Funk 1928, Heft 22.

3) A. Forstmann und H. Reppisch lc., S. 347.

4) A. Forstmann und H. Reppisch lc., S. 349.

5) A. Forstmann: Verzerrungen durch Elektronenröhren bei Verstärkern, Funk 1927, Heft 31.

6) A. Forstmann und E. Schramm: Über Arbeitskennlinien und die Bestimmung des günstigsten Durchgriffes von Verstärkerröhren, ds. Jahrb. 30, Heft 3.

Zusammenfassender Bericht. Über neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten.

Von **Ferdinand Trendelenburg,** Berlin-Siemensstadt.

(Fortsetzung.*)

2. Schallfeldvorgänge, raumakustische Fragen.

Bei Betrachtung von Schallfeldvorgängen beanspruchen in neuerer Zeit diejenigen Fragen besonderes Interesse, welche mit der gerichteten Abstrahlung von Schall in Verbindung stehen. Die Richtwirkung einer Schallquelle steht in wesentlichem Zusammenhang mit dem Verhältnis der Größe der Schallquelle zur Wellenlänge; eine einzige punktförmige Schallquelle ergibt keinerlei Richtwirkung, eine derartige Schallquelle strahlt nach allen Seiten gleichmäßig ablaufende Kugelwellen ab. Sehr verwickelt werden die Verhältnisse aber für Schallquellen, deren räumliche Ausdehnung groß gegen die Wellenlänge des abzustrahlenden Schalles ist.

Um einen Einblick in diese Fragen der Richtwirkung von Schallsendern zu gewinnen, führten H. Backhaus und F. Trendelenburg[27]) Untersuchungen über die Richtwirkung von Kolbenmembranen durch; die Schallabstrahlung durch eine derartige Schallquelle ist verhältnismäßig übersichtlich und die Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen können experimentell besonders leicht geprüft werden. In dem Rieggerschen Blatthaller besitzen wir einen Schallsender, der praktisch mit sehr großer Annäherung nach dem Prinzip der Kolbenmembran arbeitet und der außerdem nahezu den gesamten akustischen Bereich umfaßt, so daß man Versuche für alle möglichen Frequenzen durchführen kann.

Um die Fragen der Schallstrahlung theoretisch erfassen zu können, benutzt man vorteilhaft neben den oben definierten fundamentalen Größen des Schallfeldes: Elongation, Teilchengeschwindigkeit und Druckschwankung noch den Begriff des Geschwindigkeitspotentiales Φ. Das Geschwindigkeitspotential ist so definiert, daß die Differentiation dieser Funktion nach der Raumkoordinate die Geschwindigkeit ergibt; die zeitliche Ableitung des Geschwindigkeitspotentiales ist proportional zum Druck an der betreffenden Schallfeldstelle. Es ist

$$p = -\varrho \frac{\delta \Phi}{\delta t} \qquad v = \frac{\delta \Phi}{\delta r}$$

Den allgemeinen Ansatz für die Schallstrahlung der Kolbenmenbran hat Lord Rayleigh gegeben. Es ist das Geschwindigkeitspotential im Schallfeld einer Kolbenmembran, die in einer unendlich ausgedehnten Wand schwingt,

$$\Phi = -\frac{1}{2\pi}\iint \frac{\delta \Phi}{\delta n} \frac{e^{-ikr}}{r} \, dS \qquad (16)$$

hierbei ist dS das Flächenelement der Membran, die Integration ist zu erstrecken über diese Fläche, r ist die Entfernung des Aufpunktes von dem betreffenden Flächenelement, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ wobei λ die Wellenlänge ist, n ist die Richtung der Flächennormalen der Membran.

Die Integration ist sehr leicht durchführbar für alle diejenigen Aufpunkte, welche auf der Mittelsenkrechten einer als kreisförmig angenommenen Kolbenmembran vom Radius R liegen. Die Druckamplitude an diesen Punkten wird

$$p_0 = k_1 \cdot \frac{-2v'}{k} \sin\left[\frac{k}{2}\left(\sqrt{z_0^2 + R^2} - z_0\right)\right] \qquad (17)$$

wobei z_0 die Entfernung des Aufpunktes von dem Membranmittelpunkt bedeutet, v' ist die Geschwindigkeitsamplitude der Kolbenmembran. k_1 ist eine Konstante.

Die Amplitude ändert sich also räumlich zwischen 0 und $\frac{2v'}{k}$. An der Stelle, wo $\frac{k}{2}\sqrt{z_0^2+R^2} - z_0 = n\pi$ ist (wobei n eine ganze Zahl bedeutet), findet völlige Auslöschung statt. Die Auslöschpunkte sind darstellbar durch die Beziehung

$$z_0 = \frac{\frac{R^2}{\lambda^2} - n^2}{2\,n/\lambda} \qquad (18)$$

Punkte völliger Auslöschung können nur in endlicher Zahl vorhanden sein, nämlich solange $n < \frac{R}{\lambda}$.

Die Entstehung solcher Interferenzen ist also um so mehr begünstigt, je größer das Verhältnis Membranradius zu Wellenlänge ist.

Ein in das Schallfeld gebrachter Druckempfänger, der längs der Mittelsenkrechten zur Membran verschoben wird, muß gemäß der Beziehung (17) Maxima und Minima zeigen; diese Tatsache wurde auch durch ein in das Schallfeld gebrachtes Kondensatormikrophon bestätigt. Fig. 24 zeigt den mit dem Kondensatormikrophon gemessenen Druckverlauf in der Mittelsenkrechten der Kolbenmembran.

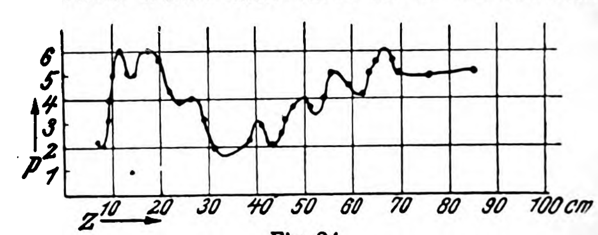


Fig. 24.
Druckverlauf in der Mittelsenkrechten einer Kolbenmembran.

In der erwähnten Untersuchung konnte die Auflösung des Integrales für Aufpunkte außerhalb der Mittelsenkrechten noch nicht durchgeführt werden, es konnten aber auf Grund allgemeinerer Ueberlegungen[28]) — wie diese für analoge optische Probleme bereits durchgeführt wurden,

*) I. Teil ds. Jahrbuch 32, S. 27 1928, Heft 1.

[27]) H. Backhaus u. F. Trendelenburg, Ztschr. f. techn. Phys. 7, S. 630, 1926.

[28]) Vgl. hierzu F. Trendelenburg, Über Bau und Anwendung von Großlautsprechern E. T. Z. 48, S. 1685, 1927.

Aussagen über die Intensitätsverteilung außerhalb der Mittelsenkrechten gemacht werden. Theoretische optische Ueberlegungen zeigen, daß der Winkel zwischen der Mittelsenkrechten und derjenigen Kegeleinhüllenden, auf dem die Erregung Null wird, der Beziehung gehorcht:

$$\varphi = 0{,}61\,\frac{\lambda}{R}.$$

Ganz analog sind die entsprechenden akustischen Erscheinungen in einem Schallfeld, das durch eine Kolbenmembran vom Radius R erregt wird.

$2 \times 0{,}61\,\lambda/R$ ist der Spitzenwinkel desjenigen Kegels, welcher im wesentlichen die Strahlung eines solchen Schallsenders enthält, die weiter außerhalb liegenden Seitenmaxima bleiben erheblich kleiner als das Hauptmaximum, so daß sie nur unwesentlich zur Gesamtstrahlung beitragen.

Die Verhältnisse wurden nun dadurch experimentell geprüft, daß ein Kondensatormikrophon an einem etwa 3 m langen Arm befestigt wurde; der Arm ist drehbar, so daß Punkt für Punkt eines um den Membranmittelpunkt geschlagenen Kreises hinsichtlich des dort auftretenden Druckes untersucht werden konnte; auf die Ergebnisse der Untersuchungen werden wir gleich noch zurückkommen.

Die Beugungserscheinungen, die man in einer zur Membranausdehnung großen Entfernung erhält, sind kürzlich von H. Stenzel[20]) quantitativ berechnet worden.

Wir wollen das Ergebnis seiner Berechnungen der quadratischen Kolbenmembran hier kurz skizzieren; diese Form ist es, welcher der Blatthaller am nächsten kommt, so daß wir dann den theoretischen und den experimentellen Befund unmittelbar miteinander vergleichen können. Es sei hier aber zunächst noch erwähnt, daß die Arbeit Stenzels ganz allgemein Schallfeldfragen für solche Schallfelder behandelt, welche durch eine Reihe punktförmiger Schallquellen erregt werden; von den in einer Reihe liegenden punktförmigen Schallquellen geht Stenzel dann zur strahlenden Fläche über.

Betrachten wir die Schallfeldverteilung in einer zur Membran senkrechten Ebene, welche durch die Membranmitte hindurchgeht und überdies einer der Seitenkanten der Membran parallel ist, so ergibt sich folgendes:

Die Amplitude des Geschwindigkeitspotentials (und dieser ist, wie oben erwähnt, die Druckamplitude proportional) läßt sich in der Form darstellen:

$$p_o = k_2 \cdot \frac{\sin\left(\frac{a\pi}{\lambda}\sin\alpha\right)}{\frac{a\pi}{\lambda}\sin\alpha} \qquad (19)$$

wo k_2 eine Konstante und α den Winkel zwischen der Mittelsenkrechten auf der Membran und der Richtung vom Mittelpunkt nach dem Aufpunkt bedeutet, a ist die Seitenlänge der (quadratischen) Membran.

Substituieren wir für $\frac{a\pi}{\lambda}\sin\alpha$ die Größe z, so erhalten wir

$$p_o = k_2 \left|\frac{\sin z}{z}\right| \qquad (20)$$

Der Verlauf der Funktion $\sin z/z$ ist in Fig. 25 dargestellt.

20) H. Stenzel, Elektr. Nachr. Techn. 4, S. 240, 1927.

Ist die Größe der Membran hinreichend groß, so erhalten wir, wenn der Winkel α die Werte 0 bis $\pi/2$ durchläuft, eine Reihe von Maxima und Minima der Erregung.

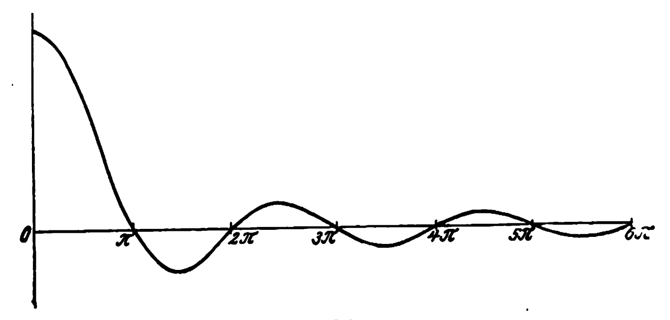


Fig. 25.
Die Funktion sin z/z.

In Fig. 26a ist die Druckverteilung in der Ebene dargestellt, so wie sie sich für $\frac{a}{x} = 1{,}5$ und $\frac{a}{x} = 5$ rechnerisch

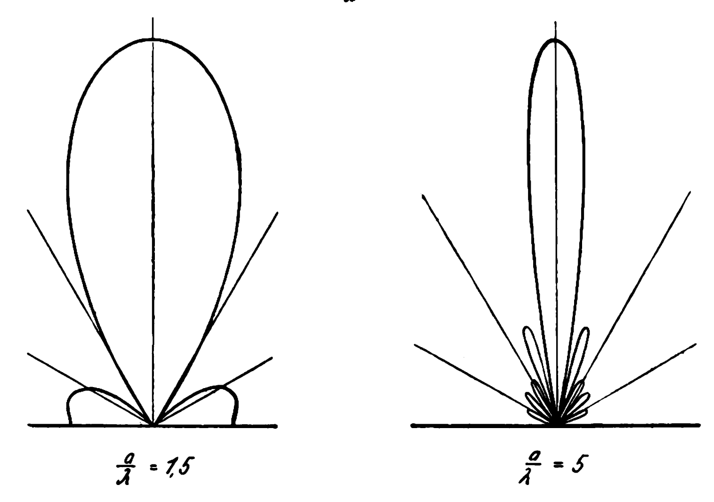


Fig. 26a.
Richtwirkung einer Kolbenmembran nach Berechnungen von H. Stenzel.

ergibt; Fig. 26b zeigt die praktisch gemessene Druckverteilung. Die betreffenden Werte für $\frac{a}{\lambda}$ waren für diese Versuche 1,9 bzw. 4,7.

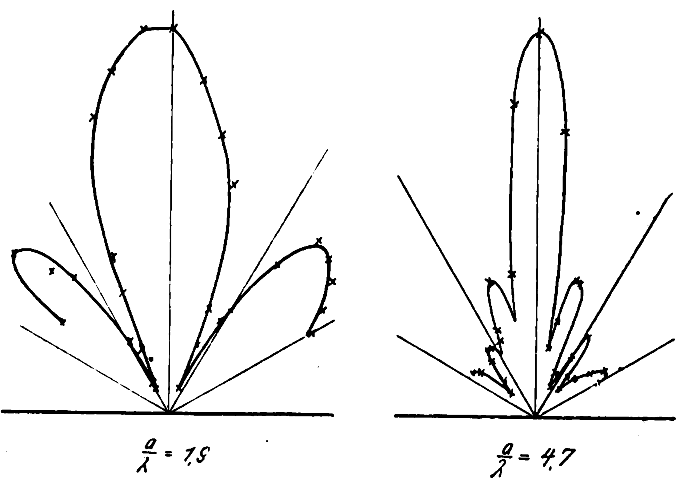


Fig. 26b.
Richtwirkung einer Kolbenmembran nach Messungen von F. Trendelenburg und H. Backhaus.

Die Uebereinstimmung zwischen den Berechnungen Stenzels und den Messungen aus der Arbeit von



H. Backhaus und F. Trendelenburg kann als gut bezeichnet werden. Die Lage der Maxima und Minima stimmt befriedigend mit den theoretisch ermittelten Werten überein, die Schwankungen in der Stärke der Erregung sind allerdings bei den experimentell gewonnenen Kurven nicht so groß, wie es die berechneten Werte verlangen; worauf sich diese quantitativen Unterschiede gründen, ist vorläufig noch nicht geklärt.

Die Abstrahlung des Schalles durch eine Kolbenmembran wurde deswegen hier verhältnismäßig eingehend skizziert, weil ähnliche Verhältnisse für andere Arten der Schallstrahlung, also beispielsweise für die Schallstrahlung durch einen Trichter vorliegen. Ist nämlich die Länge des Trichters groß gegen den Durchmesser der Oeffnung, so schwingen die Teilchen in der Oeffnungsebene in nahezu gleicher Phase, und ist nun weiterhin die Oeffnung selbst groß gegen die Wellenlänge, so ergeben sich für das Schallfeld vor der Oeffnung ähnliche Verhältnisse wie für das Schallfeld vor der Kolbenmembran. Fig. 27 zeigt die Druckverteilung für das Schallfeld vor einem Trichterlautsprecher, die Darstellung ist hierbei etwas anders als in den obigen Diagrammen (Fig. 26). In der Fig. 27 sind nämlich die Linien gleichen Druckes eingetragen, die Figuren lassen aber gut erkennen, wie der Druck beim Herausgehen aus der Mittelachse rasch abfällt; zur Entstehung seitlicher Interferenzmaxima ist allerdings das

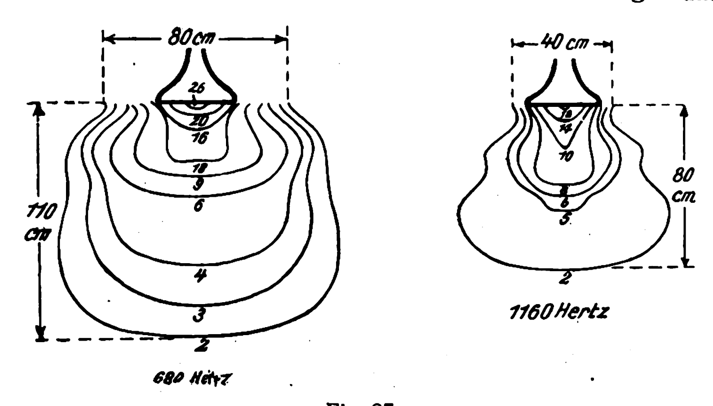


Fig. 27.
Schallfeld eines Trichterlautsprechers nach Messungen von E. Meyer (Ztschr. techn. Phys. Bd. 7, S. 609, 1926).

Verhältnis Trichteröffnung zu Wellenlänge noch nicht groß genug, auch ist die Bedingung, daß der Trichter lang ist gegen den Oeffnungsdurchmesser, hierfür noch nicht hinreichend erfüllt.

Unsere bisherigen Betrachtungen bezogen sich auf diejenigen Fragen, die mit der Erregung eines Schallfeldes durch eine räumlich ausgedehnte Schallquelle zusammenhängen. Hierbei beschränkten wir uns auf solche Schallfelder, die räumlich unbegrenzt ausgedehnt sind; die einzige Ausnahme von dieser Festsetzung bildete die Schallquelle selbst. Unsere Betrachtungen beschränken sich auch auf stationäre Vorgänge. Die nichtstationären Vorgänge sind nur bei solchen Schallfeldern von Interesse, die räumlich verhältnismäßig eng begrenzt sind, so werden z. B. in Innenräumen die Anhall- und die Nachhallvorgänge im wesentlichen durch die Gestaltung und durch die Beschaffenheit der Wandungen bedingt.

Gerade in der letzten Zeit haben raumakustische Untersuchungen auch für die drahtlose Telephonie Interesse gewonnen; überall dort, wo es sich darum handelt, das Optimum an Güte für die drahtlose Uebertragung beispielsweise einer Ansprache oder einer Oper herauszuholen, ist eine sorgsame Berücksichtigung der raumakustischen Verhältnisse geboten. Es seien deshalb hier die neueren Arbeiten auch auf diesem Gebiete kurz besprochen, ein weiteres Ausholen auch auf Arbeiten, die etwas älter sind als die meisten bisher besprochenen Untersuchungen, wird sich hierbei nicht ganz vermeiden lassen, wenn ein einigermaßen ausreichender Ueberblick über das genannte Gebiet gewonnen werden soll.

Die raumakustischen Untersuchungen behandeln im wesentlichen die Vorgänge bei der Reflexion und bei der Absorption von Schall. Die Betrachtungen über Schallreflexion können vielfach durch Berücksichtigung von Erfahrungen auf optischem Gebiet erleichtert werden, es bestehen zwischen optischer Reflexion und akustischer Reflexion weitgehende Analogien. Zu beachten ist allerdings, daß für die praktischen Fragen der optischen Reflexion nahezu immer die Bedingung erfüllt ist, daß die Ausdehnung der reflektierenden Fläche groß ist gegen die Wellenlänge, eine Bedingung, die für akustische Reflexionen häufig nicht gegeben ist. Untersuchungen über die Reflexion von Schall in Innenräumen wurden aber auch mit rein akustischer Methodik durchgeführt. W. C. Sabine[30]) nahm Versuche über Schallreflexionen an Modellen verkleinerten Maßstabes vor; zur Erregung einer fortlaufenden Welle dient der Knall eines Funkens,

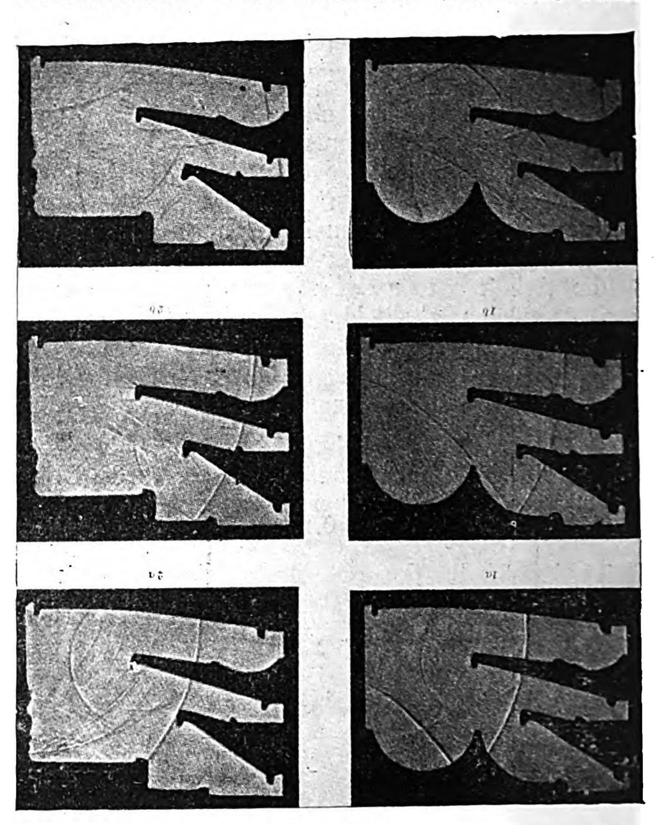


Fig. 28.
Verlauf eines Schallwellenzuges in einem Vertikalschnitt eines Theatersaales (Modellversuch).

zur photographischen Fixierung der verschiedenen Phasen des Ausbreitungsvorgangs wird die Schlierenmethode nach Toepler verwendet, auf diese optische Methode als solche sei hier nicht weiter eingegangen. Fig. 28 zeigt eine derartige Aufnahme am Modell eines Theaterraumes. Die Abbildung läßt deutlich das Fortschreiten der Wellenfront und die Bildung reflektierter Wellen erkennen; insbesondere zeigt die linke Reihe der Abbildungen eine stark ausgeprägte

[30]) W. C. Sabine, Collected papers on acoustics. S. 180, 1923.

störende Reflexionswelle, die durch die Kuppel verursacht ist, die rechte Seite der Abbildung zeigt die Verhältnisse, wie sie sich nach Abänderung des Modells in vorteilhafter Weise bessern ließen.

Worin liegt nun der als störend empfundene Einfluß derartiger Reflexionen, wie sie die linke Hälfte der Fig. 28 zeigt? Der zeitliche Abstand zweier Silben bei normaler Sprache beträgt etwa $^1/_5$ Sekunde; trifft nun an der Stelle, an der die Sprache verstanden werden soll, erst nach dieser Zeit von $^1/_5$ Sekunde ein reflektierter Wellenzug ein, so trifft dieser bereits mit der nächsten Silbe zusammen, welche auf direktem Wege von der Schallquelle her einläuft, so daß die Sprachverständlichkeit außerordentlich gestört wird. Gerade die gezeigten, von Sabine durchgeführten Modellversuche sind ein sehr gutes Beispiel, wie man die Reflexionsverhältnisse vor Erbauung des betreffenden Raumes zunächst prüfen und dann etwaige Störungen durch Abänderung der Umgrenzungen noch verringern kann. Besonders gefährlich sind solche Reflexionen, welche mehrfach auftreten, E. Michel[31]) berichtete kürzlich über solche mehrfach wiederkehrenden Echos. Er war es auch, der experimentelle Untersuchungen über diese Fragen mit Wasserwellen, und zwar in einem Becken, dessen Umgrenzung einem Schnitt des in Frage stehenden Raumes nachgebildet war, durchführte. Als praktische Abhilfe gegen solche mehrfach wiederkehrenden Echos empfiehlt sich auch das Anbringen schallabsorbierender Stoffe; der große Einfluß der Schallabsorption auf die raumakustischen Vorgänge fordert ein kurzes Eingehen auf diese Fragen.

Die Nachhalldauer eines Schallvorganges in einem Innenraum hängt von der Absorptionswirkung der Wände und der im Raume befindlichen Personen und Gegenstände sowie von der Größe der Oberfläche und des Inhaltes[32]) des betreffenden Raumes ab. Unter der Nachhalldauer ist hier gemäß der Definition Sabines[33]) diejenige Zeit verstanden, innerhalb deren ein Schallvorgang von der 10^6-fachen Schwellenwertsintensität bis zur Schwellenwertsintensität selbst herabsinkt. Für die Nachhalldauer t in einem Raume von Volumen V stellte Sabine folgende Formel auf:

$$t = 0{,}164 \frac{V}{A_R} \tag{21}$$

wobei A_R die gesamte Schallabsorption des Raumes bedeutet. A_R setzt sich folgendermaßen zusammen:

$$A_R = \Sigma a'_n f_n + \Sigma a''_m s_m + \Sigma a'''_p v_p,$$

und zwar ist

a'_n = Schallabsorption von 1 m^2 der Saalbegrenzungsflächen im Vergleich zu 1 m^2 offenes Fenster.
f_n = die entsprechende Oberfläche in m^2
a''_m = Schallabsorption der Gegenstände im Saal pro Stück
s_m = Stückzahl der betreffenden Gegenstände.
a'''_p = Schallabsorption pro m^3 } derjenigen Stoffe, deren Schallabsorption vom Volumen abhängt.
v_p = Volumen in m^3

Die Werte der verschiedenen Schallabsorptionskoeffizienten gibt die foglende Tabelle:

Stoff	Wert
Offenes Fenster pro m^2	1,00
Publikum	0,96
Decken, sehr faltig	0,5—1,00
Haarfilz, 5 cm, unbemalte Oberfläche	0,7
Haarfilz, 2,5 cm, unbemalte Oberfläche	0.55
Haarfilz, 5 cm, bemalte Oberfläche	0,4—0,6
Haarfilz, 2,5 cm, bemalte Oberfläche	0,25—0,45
Öffnung von Heizungs- und Lüftungskanälen	0,5
Offene Bühne, je nach Kulissen	0,25—0,40
Teppiche, schwer	0,29
Ölgemälde im Rahmen	0,28
Vorhänge	0,15—0,25
Schwere Holzverkleidung	0,061
Verputz	0,033
Ziegelmauer	0,017—0,25
Marmor	0,01
Zuhörer je Person	0,44—0,55
Sitze, je nach Polster, pro Sitz	0,14—0,28
Hauspflanzen pro m^3	0,11

Die in der Tabelle verzeichneten Schallabsorptionskoeffizienten beziehen sich auf Schall von der Frequenz 512. Die Werte sind von der Frequenz in erheblichem Maße abhängig, für tiefere Frequenzen ist die Absorption im allgemeinen geringer, für höhere zunächst größer. Einen Ueberblick über diese Abhängigkeit gibt die folgende Tabelle[34]):

	128	256	512	1024	2048	4096
„Akustisches Zenitherm" (Kork-Körnchen, verbacken in porösen, festen Ziegeln, 1,14 Zoll stark, 2,07 Pfund pro Quadratfuß)	0,03	0,13	0,33	0,42	0,42	0,15
„Akustolith" (Putz, $^1/_2$ Zoll stark, auf $^1/_4$ Zoll starkem Kalkmörtel)	0,21	0,24	0,29	0,33	0,37	0,42
„Asbestos-Akustikos" (Filz, Mischung von Haarfilz und Asbest, $^1/_2$ Zoll stark)	0,10	0,18	0,36	0,60	0,63	0,57
dto. ($^3/_4$ Zoll stark)	0,18	0,30	0,54	0,64	0,63	0,57
„Balsam" Wolle, (locker verfilzt, gesteppte Holzfaser, 1 Zoll stark, 0,26 Pfund, pro Quadratfuß)		0,18	0,44	0,62	0,66	

Ueber den Verlauf des Nachhalls ist zu sagen, daß die Gesamtenergie eines Raumes nach einem exponentiellen Gesetz abfällt. Nach Jäger[35]) ist die Abhängigkeit der in einem Raum beim Nachhall noch vorhandenen Gesamtenergie durch folgende Beziehung darstellbar

$$E = E_0\, e^{\frac{-a u F t}{4 V}} \tag{22}$$

wobei E_0 die Energie im Dauerzustand bedeutet.

Ueber die Größe der Nachhalldauer, welche das Gehör noch nicht als störend empfindet, ist zu sagen, daß für Räume, in denen Sprache zu Gehör gebracht werden soll, Nachhalldauern von etwa $^1/_2$ bis 1 Sekunde am vorteilhaftesten sind, für musikalische Darbietungen sind etwas längere Nachhalldauern angemessen, hier kann man etwa $1^1/_2$ Sekunden zulassen.

Eine Bestimmung der Nachhalldauer liefert, wie aus dem Gesagten folgt, praktisch wichtige Unterlagen zur Beurteilung der akustischen Eigenschaften eines Raumes im Ganzen, über den Verlauf des Nachhallvorgangs im einzelnen können aber keine Aussagen gemacht werden. Auch die oben besprochenen Methoden der Bestimmung der Schallreflexionen können nur über die ersten Zeitmomente des Abklingvorgangs Aufschluß geben, da es praktisch nicht möglich ist, die tatsächlich herrschenden Absorptionsverhältnisse im Modell nachzuahmen.

31) E. Michel, Deutsche Bauhütte 1927, S. 124.

32) Das Verhältnis Oberfläche/Inhalt ist von bestimmenden Einfluß auf die Nachhalldauer, weil die statistisch zu ermittelnde Zahl der in der Zeiteinheit auftretenden Reflexionen eines Schallstrahles und damit auch die Summe der in der Zeiteinheit bei diesen Reflexionen absorbierten Energie von diesem Verhältnis abhängt. Vgl. hierzu insbesondere auch G. Jäger, Zur Theorie des Nachhalls. Wiener Ber. 120. Band, 5. Heft, Abteilung IIa, S. 613, 1911.

33) W. C. Sabine, Collected papers on acoustics, Cambridge, 1923, S. 43 ff.

34) Auszug aus einer Tabelle in F. R. Watson The absorption of sound by materials Engineering experiment station University of Illinois, Urbana. Band 25, Nr. 13, 1927 (Bulletin 172).

35) Jäger, Zur Theorie des Nachhalls, Wiener Ber. 120. Band, 5. Heft, Abt. IIa, S. 613, 1911.

Um einen Einblick in den tatsächlichen Verlauf des Abklingvorganges zu gewinnen, ist es erforderlich, in dem betreffenden Raum einen Schallempfänger einzusetzen und mit Hilfe dieses Empfängers den Schallvorgang aufzuzeichnen, ein Verfahren, das selbstverständlich ebensogut zur Untersuchung des Anhallvorganges — also ganz allgemein zur Untersuchung aller derjenigen Vorgänge, die unter den Begriff Ausgleichsvorgänge fallen — verwendet werden kann. Meyer[36]) führte solche Untersuchungen mit Hilfe eines elektrischen Schallempfängers und des Oszillographen durch. Er zeichnete Ausgleichsvorgänge in Räumen verschiedener Dämpfung und bei verschiedenen Abständen Schallquelle — Empfänger auf. Seine Untersuchungen bezogen sich hauptsächlich auf die Frage: In welcher Weise wird die von dem elektrischen Schallempfänger aufgenommene Sprache noch durch raumakustische Vorgänge beeinflußt, und wie ändern sich diese Beeinflussungen je nach der Entfernung Sprecher—Schallempfänger? Die Oszillogramme auf Figur 29 zeigen den Befund, und zwar für einen reflektierenden Raum (Kurven *a*, *b*, *c*, *d*) und einen stark gedämpften Raum (*a' b' c' d'*). Die obere Kurve entspricht dem Stromverlauf im Lautsprecher, die untere entspricht dem Stromverlauf im Mikrophon, diese Kurve gibt also den Druckverlauf an der betreffenden Stelle des Schallfeldes wieder. In beiden Räumen sind die Messungen jeweils für zwei Frequenzen 500 Hertz und 1300 Hertz) und für zwei Entfernungen Mikrophon—Lautsprecher durchgeführt worden (Kurve *a*, *a'* etwa 4—5 m; Kurve *b*, *b'* etwa $^1/_2$ m; *c* und *c'* sowie *d* und *d'* sind die entsprechenden Bilder bei der höheren Frequenz). Die Aufnahmen zeigen eine gewisse scheinbare Divergenz zwischen der gewohnten Vorstellung, nach der ein Klangvorgang in einem raumakustisch wirksamen Raum nach einem Exponentialgesetz abklingt, und dem praktischen Befund. Das exponentielle Gesetz gilt aber nur für die Gesamtenergie des Raumes; die an einem bestimmten Punkt auftretenden Druckamplituden resultieren aus einer Reihe von Einzelerregungen, welche teils von der Schallquelle selbst, teils von den reflektierenden Wänden aus mit den verschiedensten Phasen eintreffen; hieraus ist erklärlich, daß, wie beispielsweise in Fig. 29, die Druckamplitude nach Abschalten der Erregung ansteigen kann. Der Einfluß der Raumakustik auf die Güte der Sprachübertragung kann aus den Aufnahmen auch geschätzt werden; mit zunehmender Entfernung der Schallquelle vom Mikrophon (Fig. 29) gewinnt der von den Wandreflexionen herrührende Erregungsanteil die Oberhand, so daß beim Eintreffen der neuen Silbe unter Umständen noch ein sehr erheblicher Nachhall der vorhergehenden Silbe erhalten sein kann, während bei geringerer Entfernung der Schallquelle vom Schallempfänger die unmittelbar eintreffende Schallwirkung überwiegt, so daß auch kein erheblicher Nachhall wahrgenommen wird.

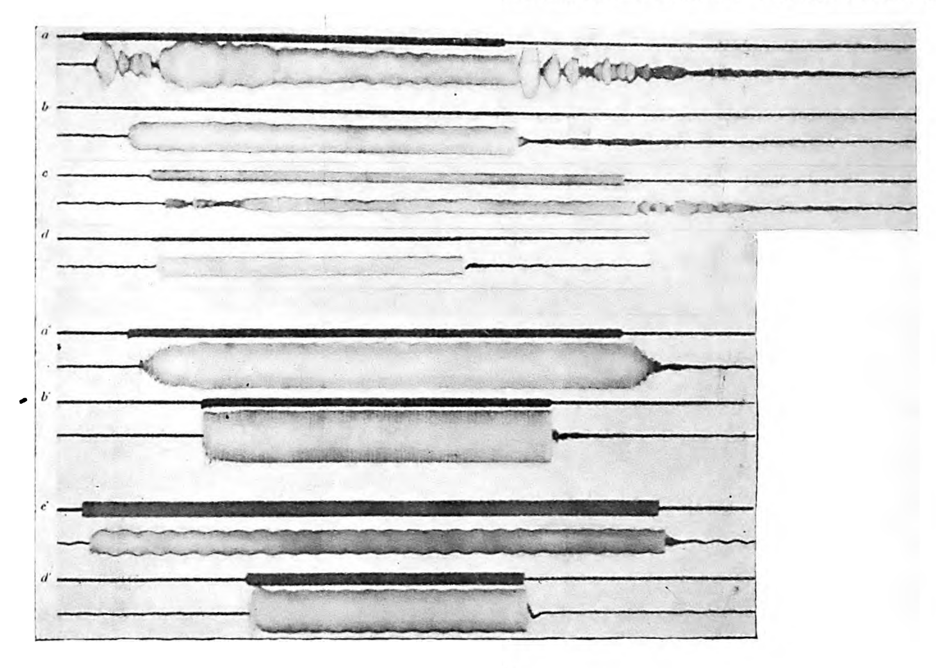


Fig. 29.
Nachhallmessung mit reinen Tönen.

Ganz ähnliche Versuche, die auf die objektive Beurteilung der Güte der Sprachübertragung durch Lautsprecher in raumakustisch wirksamen Innenräumen abzielten, führte Trendelenburg[37]) im Kölner Dom

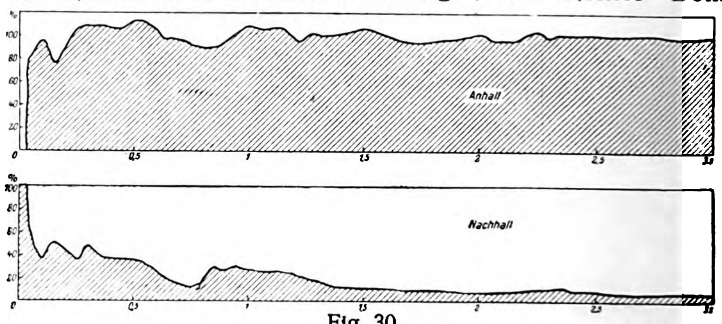


Fig. 30.
Anhall und Nachhall im Kölner Dom, Frequenz 170 Hertz.

durch. Fig. 30 zeigt den Verlauf der Ausgleichsvorgänge an einer Stelle im Mittelschiff des Domes, die etwa 14 m vom Aufnahmemikrophon entfernt war; nach etwa 2 Sekunden war die Druckamplitude erst auf 10% gesunken. Zu bemerken ist, daß trotz der verhältnismäßig großen Entfernung vom Lautsprecher zu der Beobachtungsstelle hier der unmittelbare Schallstrahl noch überwiegt, es war noch

[36]) E. Meyer, Ztschr. f. techn. Phys. 7. Jahrg. S. 609, 1926. Elektr. Nachr. Techn. Bd. 4, S. 135, 1927.

[37]) F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonz. 6, H. 1, S. 276, 1927.



eine gute Sprachverständlichkeit zu erzielen; die Figuren zeigen ja auch, daß beim Nachhall die Druckamplitude sehr rasch auf einen Wert von etwa 40% der stationären Amplitude fällt.

Auch bei diesen Versuchen ergab sich eine bedeutend größere Absorption für die höheren Frequenzen; Fig. 31 zeigt den Verlauf der Ausgleichsvorgänge an der erwähnten Stelle des Domes für eine Frequenz von über 3000 Hertz.

Es war bereits gesagt, daß die Aufnahmen an solchen Stellen gemacht wurden, an denen gute Sprachverständlichkeit vorlag.

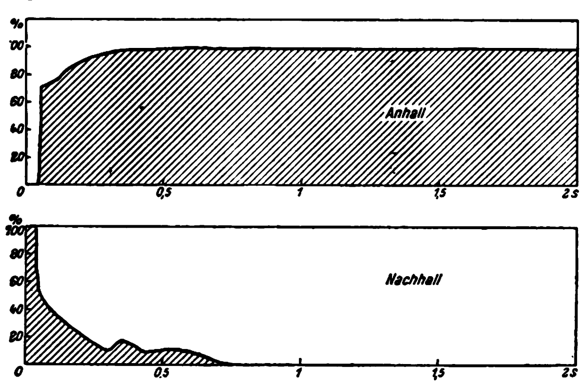


Fig. 31.
Anhall und Nachhall im Kölner Dom, Frequenz über 3000 Hertz.

Entfernt man sich weiter vom Lautsprecher, so wird die Uebertragung rasch verschlechtert, die Sprache geht in einem allgemeinen Hallen verloren. Sehr wesentlich hängt die Sprachverständlichkeit von der Sprechgeschwindigkeit ab, wird zu schnell gesprochen, so ist bei jeder neuen Silbe die vorhergehende noch nicht genügend abgeklungen, ein Vorgang, der um so störender wirkt, je größer der noch bestehende Teil des Abklingvorgangs im Vergleich zu dem in dem betreffenden Zeitmoment bereits erreichten Wert des Anklingvorgangs der neuen Silbe ist. Eine gute Sprachverständlichkeit läßt sich also nur für die Punkte erzielen, für welche die unmittelbare Wirkung von der Schallquelle vorherrscht, ein Umstand, welcher für die Besprechung von Räumen mit ausgesprochener Anhall- und Nachhallwirkung mit zwingender Notwendigkeit die Aufteilung des Raumes auf zahlreiche Einzellautsprecher verlangt[38]).

Es sei hier auch noch ein weiterer Ausgleichsvorgang (Fig 32), der in einem Raum mit sehr großer Nachhalldauer und an einer Stelle, an der die raumakustischen Effekte überwiegen, aufgenommen wurde, erwähnt. Es handelt sich hierbei um eine Aufnahme in einer Maschinenhalle; die Halle war etwa 30 m lang und der Empfänger war über 20 m vom Lautsprecher entfernt, die Sprachverständlichkeit an diesem betreffenden Punkt war sehr schlecht, so daß nur bei angestrengtester Aufmerksamkeit fortlaufender Text verfolgt werden konnte.

Die Nachhallaufzeichnung mittels elektrischer Methode wurde in jüngster Zeit von E. Meyer[39]) zur Bestimmung von Schallabsorptionskoeffizienten verwendet. Um Störungen durch Interferenz auszuschalten, wurde das Schallfeld nicht durch einen in seiner Höhe vollkommen festliegenden Ton, sondern durch einen akustischen Vorgang erregt, dessen Tonhöhe ständig um einen kleinen Betrag schwankt. Die auf diese Weise erhaltenen Nachhallkurven zeigen einen nahezu gleichmäßigen exponentiellen Abfall, aus der Stärke des Abfalls folgt die Schallabsorption.

Nimmt man die Nachhallkurven eines Raumes vor und nach dem Einbringen der zu untersuchenden schallabsorbierenden Materialien auf, so kann man aus der Aenderung des Verlaufes der Kurven die Schallabsorptionskoeffizienten der hineingebrachten Materialien bestimmen.

Die bisherigen Bemerkungen über den Stand der raumakustischen Forschungen lassen erkennen, daß man auf

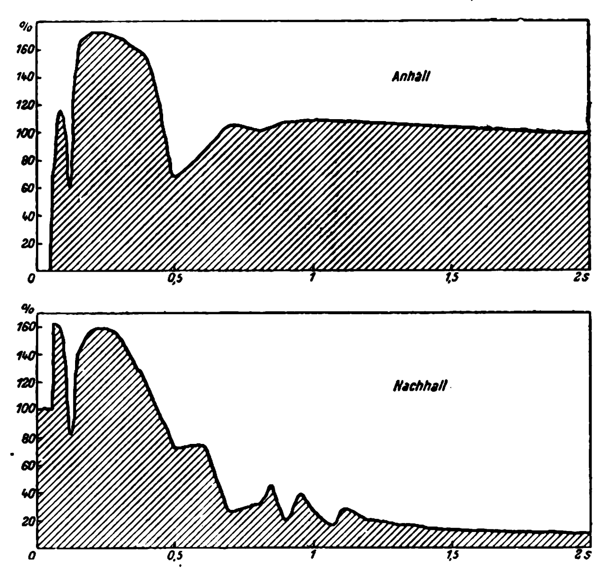


Fig. 32.
Anhall und Nachhall in einer Maschinenhalle, Frequenz 500 Hertz.

Grund der theoretischen und experimentellen Arbeiten auf diesem Gebiet in der Lage ist, weitgehend die akustischen Eigenschaften projektierter Bauten im Voraus zu beurteilen und die Raumakustik vorhandener Gebäude zu verbessern[40]). Eine enge Zusammenarbeit zwischen Architekt und Raumakustiker wird hierbei manchen Erfolg erzielen lassen; allerdings ist zu bemerken, daß sich die vom Standpunkt des Raumarchitekten und die vom Standpunkt des Raumakustikers gestellten Forderungen häufig entgegenstehen, so daß weniger befriedigende Kompromißlösungen erforderlich werden. Eine interessante Studie der projektierenden Raumakustik ist eine Arbeit von F. M. Osswald[41]) „Zum Problem der Akustik im großen Versammlungssaal des Völkerbundgebäudes in Genf". In dieser Arbeit werden die zu erwartenden akustischen Eigenschaften von etwa 20 Vorschlägen für den großen Völkerbundssaal eingehend diskutiert und ein neuer Vorschlag für eine akustisch optimale Saalform gegeben.

[38]) Eine Sprachverstärkungsanlage mit auf den Raum verteilten Lautsprechern wurde 1925 bei der Einweihung des deutschen Museums verwendet. Vgl. hierzu H. Gerdien, Telefunk. Ztg. Bd. VIII, Nr. 43 und 44, 1926. W. O. Schumann, E.T.Z. 47, S. 294, 1926. J. Zenneck, Jahrb. d. drahtl. Telegr. Bd. 26, S. 177. 1925.

[39]) E. Meyer, Zur Messung von Nachhalldauer und Schallabsorption. Elektr. Nachr. Technik 5, S. 293, 1928.

[40]) Bei Rundfunkaufnahmeräumen hat es sich vielfach als erforderlich herausgestellt, die raumakustischen Wirkungen zu verstärken. Bei vollständiger Verkleidung der Wandflächen, der Decke und des Bodens, wie sie in der ersten Zeit des Rundfunks meist üblich war, erhält man, namentlich bei Kopfhörerempfang, welcher die Akustik des Raumes, in dem man sich beim Abhören befindet, nicht zur Geltung kommen läßt, eine flaue Wiedergabe. Nimmt man aber beispielsweise für die Rückwand des Rundfunkaufnahmeraumes stark reflektierendes Material und sorgt man durch geeignete Dimensionierung dafür, daß die durch die Wand reflektierten Echos erst nach einer entsprechenden Zeit auf das Mikrophon fallen, so erhält man eine viel vollere Klangwirkung. Vgl. hierzu W. Schäffer, Elektr. Nachr. Technik. Bd. 4, S. 387, 1927. Es ist auch möglich, mit technischen Mitteln, einen künstlichen Nachhall hervorzurufen, hierauf werden wir im Abschnitt Schallsender bei Besprechung des Ultraphonprinzips kommen, vgl. hierzu auch noch H. Hollmann, Räumliche Wiedergabe von Musik. Elektr. Nachr. Techn. Bd. 4, S. 180, 1927.

[41]) F. M. Osswald, Schweizer Bauzeitung Bd. 90, Nr. 5, 30. Juli 1927.

(Fortsetzung folgt.)

Referate.

G. W. Pickard. Der Zusammenhang des drahtlosen Empfangs mit der Sonnentätigkeit und dem Erdmagnetismus. II. (The correlation of radio reception with solar activity and terrestrial magnetism.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 749—766, 1927.

Wie in der früheren Arbeit (ref. ds. Jahrb. Band **30**, S. 130, 1927) werden die Intensität des Empfangs zwischen zwei bestimmten Stationen, die Anzahl der Sonnenflecken und die Schwankungen des erdmagnetischen Feldes in ihrem zeitlichen Verlauf während derselben Zeit durch Kurven dargestellt und der Nachweis erbracht, daß diese Kurven ähnlichen Verlauf haben. Um diejenigen Aenderungen der Empfangsintensität, die nicht mit der Sonnentätigkeit zu tun haben, auszuscheiden, verfährt der Verfasser folgendermaßen. Die Zeit einer Sonnenumdrehung, soweit sie für den vorliegenden Vergleich in Frage kommt, ist 27,3 Tage. Es ist also anzunehmen, daß alle Einflüsse, die von der Sonne herrühren, sich nach 27,3 Tagen wiederholen, daß dagegen alle, die nicht mit der Sonne zusammenhängen, herausfallen, wenn man das Mittel für die entsprechenden Zeiten einer genügend großen Zahl von Sonnenperioden von 27,3 Tagen nimmt. Herr Pickard teilt deshalb die Beobachtungszeit in Sonnenperioden von 27,3 Tagen, nimmt für die entsprechenden Tage dieser verschiedenen Perioden (z. B. den ersten, 28., 55. etc. Tag) das Mittel aus den beobachteten Werten der Empfangsintensität bzw. der Zahl der Sonnenflecken bzw. der Aenderung des erdmagnetischen Feldes und trägt diese Mittelwerte in seinen Kurven auf. Kurven dieser Art sind z. B. diejenige von Fig. 1, die aus acht Sonnenperioden vom 25. Januar bis 31. August 1926 gewonnen wurde. In dieser Figur stellt die zweite Kurve die magnetische Feldstärke in Cheltenham, die dritte Kurve die Intensität des Tagesempfangs in Washington der Station WBBM (Chicago) bei Frequenzen zwischen 15 u. $25 \cdot 10^3$/sec und die unterste Kurve den Nachtempfang derselben Station bei Frequenzen zwischen 8 u. $9 \cdot 10^6$/sec dar. Nach dieser Figur verlaufen die Kurven für die Empfangsintensität sehr ähnlich wie diejenigen für die Zahl der Sonnenflecken. Aber die Ordinatenskalen auf der Seite der Figur zeigen, daß der Einfluß der Sonnentätigkeit bei Nacht- und Tagempfang sich in umgekehrter Weise äußert.

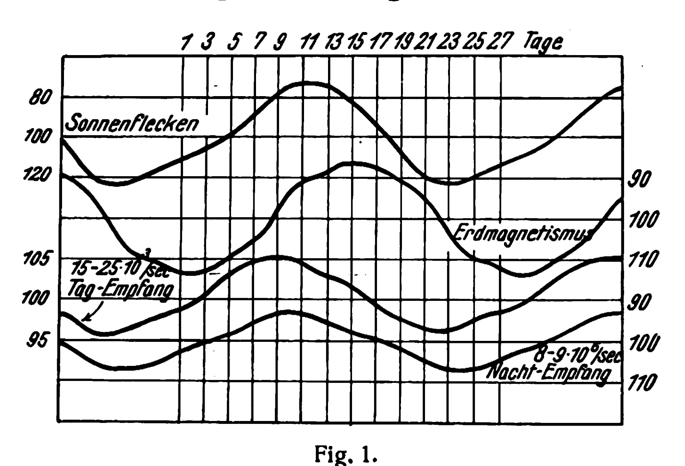


Fig. 1.

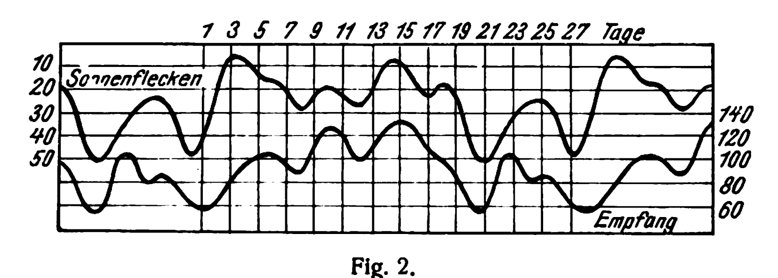


Fig. 2.

Um zu untersuchen, wie weit die Kurven auch in Einzelheiten ähnlich verlaufen, nimmt Pickard in derselben Weise wie über die Sonnenperioden von 27,3 Tagen auch noch die Mittelwerte über ½, ⅓ und ¼ Sonnenperiode, d. h. über 13,6, 9,1 und 6,8 Tage. Das kommt im wesentlichen darauf hinaus, daß man den Verlauf der 2., 3. und 4. Harmonischen ermittelt, wenn man die Periode von 27,3 Tagen als die Grundperiode betrachtet.

Ein Mangel des bisherigen Vergleichs zwischen Sonnentätigkeit und drahtlosen Empfang war der, daß man für die Sonnentätigkeit nur die astrophysikalischen Angaben der Gesamtzahl der beobachtbaren Sonnenflecken zugrunde legen konnte. Wenn aber überhaupt ein Einfluß der Sonnenflecken besteht, dann ist anzunehmen, daß die der Erde zugekehrten Sonnenflecken eine erheblich größere Wirkung haben als die anderen. Herr Pickard bekam nun durch das U. S. Naval Observatory Angaben über die Anzahl der Sonnenflecken, die sich innerhalb einer Fläche von 10° zu beiden Seiten des jeweils der Erde zugekehrten Sonnenmeridians befanden.

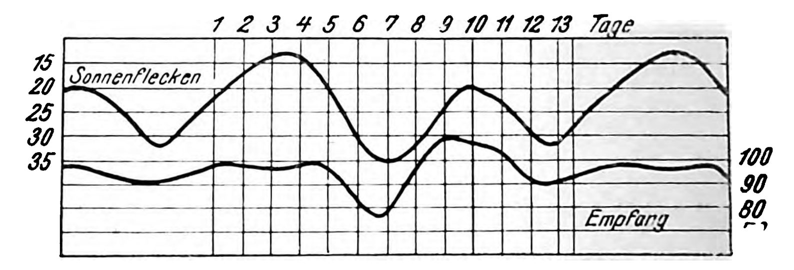


Fig. 3.

Von den Kurven in Fig. 2 gibt die obere diese Zahl, und zwar in der oben angegebenen Weise gemittelt aus acht Sonnenumdrehungen, ebenso die untere den Nachtempfang der Station WBBM (Chicago) in Washington. In Fig. 3 ist die zweite Harmonische, in Fig. 4 und 5 sind die 3. und 4. Harmonischen der beiden Kurven zur Darstellung gebracht. Die Uebereinstimmung in den Empfangskurven und den entsprechenden Kurven für die Sonnenflecken ist danach eine sehr weitgehende. Der Verfasser hält es nach seinen Ergebnissen für sicher, daß ein Zusammenhang

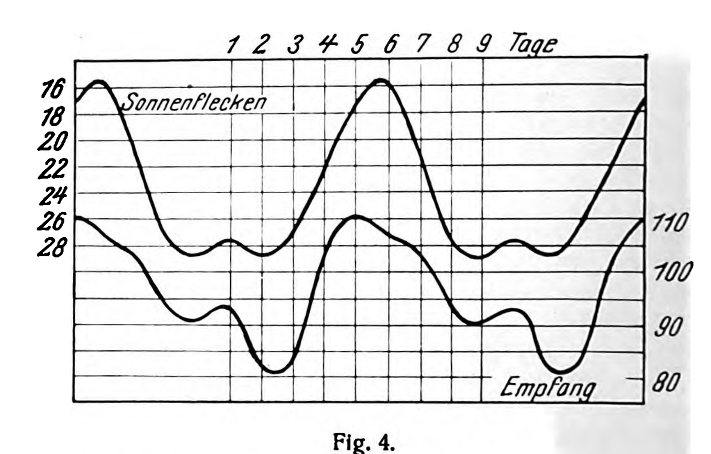


Fig. 4.

zwischen der Häufigkeit der Sonnenflecken, den Schwankungen des magnetischen Erdfeldes und der Empfangsintensität besteht, so zwar, daß mit Sonnenflecken auf oder in der Nähe des der Erde zugekehrten Sonnenmeridians zusammenfallen magnetische Störungen, schlechterer Nachtempfang und besserer Tagempfang.

Pickard hat dann auch noch Beobachtungen von nächtlichen atmosphärischen Störungen über die Zeit von vier Sonnenperioden durch eine Kurve illustriert; diese

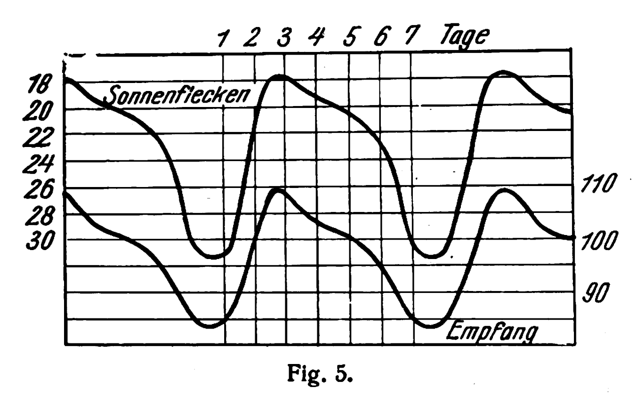


Fig. 5.

zeigt eine deutliche Periode von ca. 27 Tagen. Das Maximum der atmosphärischen Störungen fällt aber nicht mit dem Maximum der Sonnenflecken zusammen. Der Verfasser ist nach dem ihm vorliegenden Material der Ansicht, daß beim Empfang einer Frequenz von $1{,}330 \cdot 10^6$/sec, $\lambda = 226$ m, bei Nacht die atmosphärischen Störungen um so stärker sind, je größer die Zahl der Sonnenflecken ist,

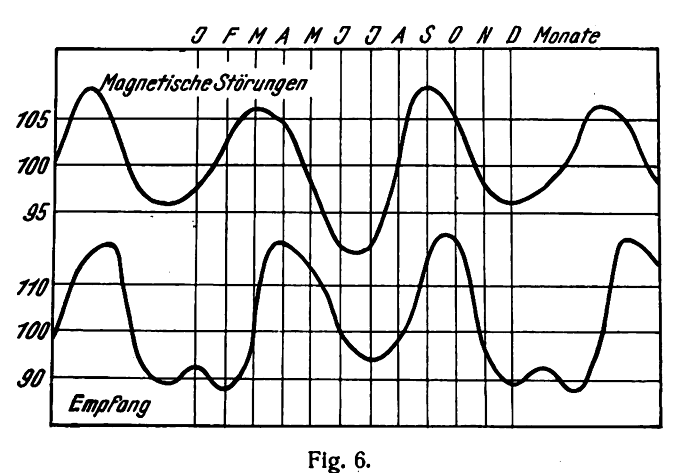


Fig. 6.

während beim Empfang von Frequenzen zwischen 15 und $25 \cdot 10^3$/sec die atmosphärischen Störungen um so stärker zu sein scheinen, je geringer die Zahl der Sonnenflecken ist.

Endlich hat der Verfasser über den Zeitraum von acht Jahren (1916—1924) für die Schwankungen des magnetischen Erdfelds und die Intensität des Tagempfangs der Station POZ (Nauen) in Washington Monatsmittel genommen. Die Kurven sind in Fig. 6 wiedergegeben. Sie besitzen deutlich eine halbjährige Periode mit je einem Maximum zur Zeit der Tag- und Nachtgleichen.

J. Zenneck.

G. W. Pickard. Die Empfangsintensität in Abhängigkeit von der Lage und Fläche der Sonnenflecken. (The relation of radio reception to sunspot position and area.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 1004—1012, 1927.

Nach den früheren Arbeiten des Verfassers erhält man eine Beziehung der Empfangsintensität zu der Zahl der Sonnenflecken und den Störungen des magnetischen Erdfelds, wenn man Mittelwerte über längere Zeiträume, insbesondere über eine größere Zahl von Sonnenumdrehungen nimmt (vgl. das vorangehende Referat). Das gilt in besonderem Maße für das Rundfunkgebiet zwischen den Frequenzen 0,75 und $1{,}5 \cdot 10^6$/sec, in dem nach den bisherigen Beobachtungen mit einer großen Zahl von Sonnenflecken eine Verschlechterung des Nachtempfangs und eine geringe Besserung des Tagempfangs zusammenhängt. Ein solcher Zusammenhang ließ sich aber nach den bisherigen Erfahrungen nicht feststellen, wenn man nur verhältnismäßig kleine Zeiträume betrachtete.

Der Verfasser hat nun den Nachtempfang der Station WBBM (Chicago) in Newton Centre (Mass.), den Tagempfang der Station AGS (Nauen) in Washington DC und die Aenderungen des magnetischen Erdfelds einige Tage vor bis einige Tage nach dem Durchgang einer größeren Anzahl von Sonnenflecken durch den der Erde zugekehrten Sonnenmeridian in Kurven aufgetragen, und zwar auch hier wieder die Mittelwerte aus mehreren solchen Durchgängen. Eine Kurve dieser Art ist z. B. in Fig. 1 wiedergegeben, und zwar handelt es sich hier um 18 Fälle, in denen zwölf oder mehr Sonnenflecken in dem der Erde zugekehrten

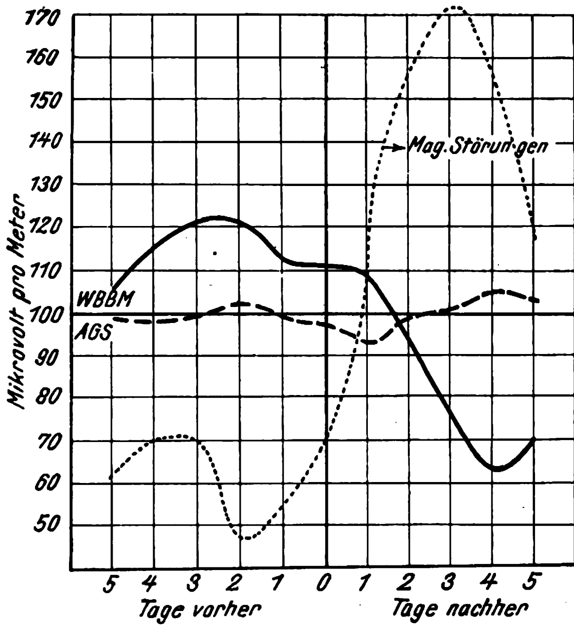


Fig. 1.

Band von 13,3° Breite (entsprechend der Drehung der Sonne in einem Tage sich befanden (Zeitraum 11. Oktober 1926 bis 12. Mai 1927). In diesem und in anderen Fällen folgt also einige Tage nach dem Durchgang der vielen Sonnenflecken durch den der Erde zugekehrten Sonnenmeridian eine starke Aenderung des magnetischen Erdfelds und ein tiefes Minimum des Nachtempfangs.

Nach diesen und ähnlichen Beobachtungen scheint es, daß die Beziehung des Nachtempfangs zu den magnetischen Störungen eine viel engere ist als zu den Sonnenflecken. Infolge davon hat Pickard den Versuch gemacht, die Empfangswerte nicht auf den Durchgang einer großen Anzahl von Sonnenflecken, sondern auf die Tage zu beziehen, in denen besonders starke magnetische Störungen waren. Er fand, daß in diesem Fall eine starke Verschlechterung des Nachtempfangs unmittelbar auf das Maximum der Störungen folgt. Besonders interessant ist z. B. der Fall im August 1927. Am 19. und 20. August war eine starke magnetische Störung mit Nordlicht an beiden Abenden, das in ganz New-England sichtbar war. Der Nachtempfang der

Station WGN (Chicago) in Seabrock-Beach (N.H.) um diese Zeit ist aus Fig. 2 zu ersehen. Er zeigt ein lang andauerndes tiefes Minimum unmittelbar nach dem Maximum der magnetischen Störungen.

Pickard sagt zusammenfassend am Schluß seiner Arbeit, solche Minima des Nachtempfangs begleiten zweifellos Störungen des magnetischen Erdfelds, weniger bestimmt den Durchgang von Sonnenfleckengruppen durch den der Erde zugekehrten Meridian. Man könne aber natürlich nicht behaupten, daß es sich bei der einen oder anderen Erscheinung um Ursache und Wirkung handle. Die Beziehung der Empfangsintensität zu dem magnetischen Erdfeld sei aber eine so bestimmte, daß man um den Schluß nicht herumkomme, es müssen Störungen dieser beiden Erscheinungen denselben Grund haben, eine Aenderung des elektrischen Zustands der Atmosphäre. Wenn der zeitliche Verlauf dieser beiden Erscheinungen nicht genau in derselben Weise erfolge, so sei dies dadurch zu erklären, daß es sich bei den magnetischen Störungen um die Bewegung, beim drahtlosen Empfang um die Verteilung von Trägern in der Atmosphäre handelt. J. Zenneck.

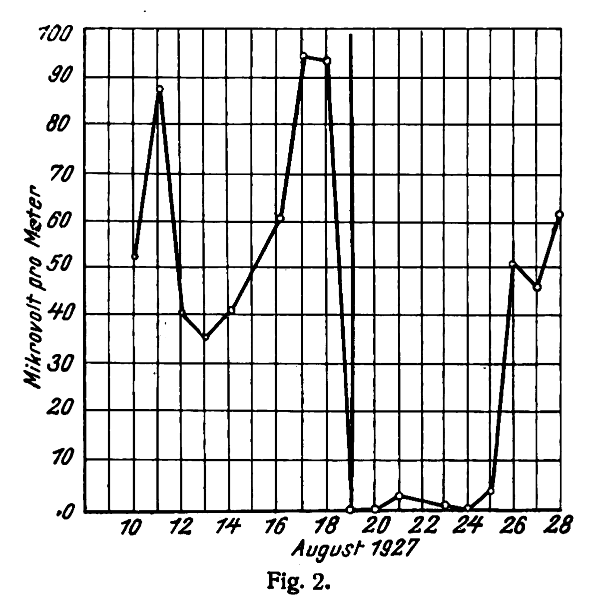


Fig. 2.

E. Giebe und **A. Scheibe.** Piezoelektrische Erregung von Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen bei Quarzstäben (20 Abbildungen), Z. f. Ph. **46**, 607—652, 1927.

Aus dem Inhalt: 1. Einleitung; 2. Orientierung der Quarzstäbe zu den Kristallachsen; 3. Der Piezoeffekt bei Schwingungen, Raumladungen; 4. Methoden zur Feststellung der Resonanz zwischen elektrischen und elastischen Schwingungen; 5. Allgemeine Grundsätze für die piezoelektrische Anregung der drei Schwingungsarten; 6. Erregung longitudinaler Schwingungen; 7. Erregung von transversalen Schwingungen in der Richtung der Z-Achse; 8. Erregung von Transversalschwingungen in Richtungen senkrecht zur Z-Achse; 9. Erregung von Torsionsschwingungen um die X-Achse; 10. Erregung von Torsionsschwingungen um die Y-Achse; 11. Torsionsschwingungen um die Z-Achse; 12. Unterschiede in der Anregbarkeit der drei Schwingungsarten; 13. Experimentelle Einzelheiten der Versuchsanordnung; 14. Anwendung für Frequenznormale.

Es werden die Versuchsbedingungen beschrieben, unter welchen mittels elektrischer Wechselfelder durch den reziproken Piezoeffekt Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen von Quarzstäben verschiedener Orientierung gegen die Kristallachsen erregt werden können. In der Fig. 1 ist ein Querschnitt senkrecht zur Hauptachse durch einen Quarzkristall gezeichnet, in ihm sind die beiden Staborientierungen, die untersucht werden, als Staborientierung I und Staborientierung II festgelegt. Mit dem Kristall ist ein Koordinatenkreuz fest verbunden, dessen X-Achse mit einer der drei elektrischen Achsen (Nebenachsen) des Kristalles, dessen Z-Achse mit der optischen Achse (Hauptachse) zusammenfällt und dessen Y-Achse, in der Ebene der drei elektrischen Achsen liegend, auf der X- und Z-Achse senkrecht steht. Die Staborientierung I kennzeichnet also einen Stab, dessen Längsachse mit der Y-Achse des Kristalles zusammenfällt, während die X-Achse oder elektrische Achse auf der Stablängsachse senkrecht steht. Diese Orientierung I wurde bisher in der Regel bei stabförmigen Resonatoren benützt. Die Untersuchung zeigt jedoch auch, daß man ebensogut die Stäbe der Orientierung II zu Schwingungen erregen kann, ja daß für die Anregung von Torsionsschwingungen letztere den Stäben I vorzuziehen sind. Ein Stab, der eine Zwischenlage zwischen beiden Orientierungen einnahm, wurde gleichfalls untersucht, es zeigte sich, daß die mit ihm verbundenen Phänomene aus den beiden Orientierungen I und II erklärbar waren. Die Stäbe waren im allgemeinen parallelepipedischer Form, die Kanten liefen parallel den Achsen des Koordinatenkreuzes. Ein Stab der Orientierung II hatte kreisförmigen Querschnitt. Die Querdimensionen waren meist klein gegenüber der Stablänge, z. B. $x = 1{,}5$, $y = 80$, $z = 3$ mm, doch wurden die Untersuchungen bis zu sehr hohen Oberschwingungen ausgeführt, bei denen die Halbwellenlängen der erzeugten stehenden

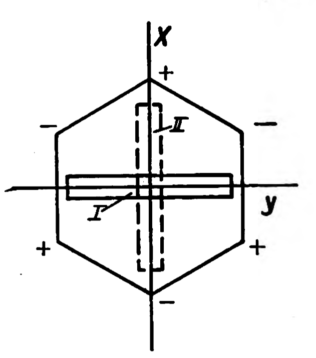


Fig. 1.
Orientierung der Quarzstäbe zu den Kristallachsen.

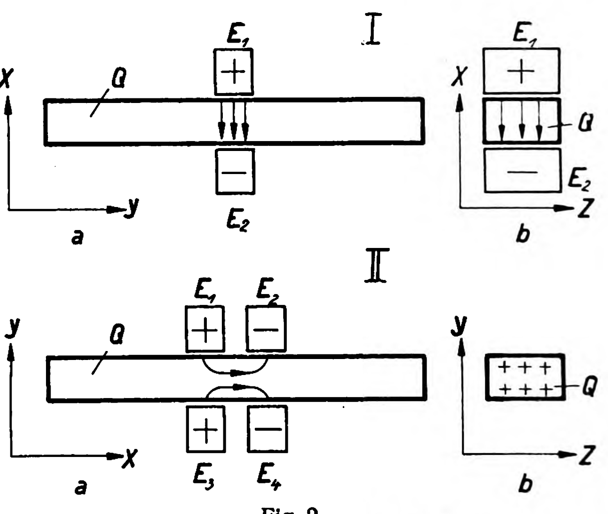


Fig. 2.
Erregungen longitudinaler Schwingungen.

elastischen Welle von gleicher Größenanordnung wie die Querdimensionen des Stabes waren.

In den Fig. 2—6 sind für die beiden Staborientierungen die zur Anregung von Dehnungs-, Biegungs- und Drillungsschwingungen nötigen Elektrodenanordnungen im Längsschnitt *a* und Querschnitt *b* nebst dem Verlauf des elektrischen Feldes im Quarz *Q* eingezeichnet. Pfeile an den Feldlinien geben die Richtung der wirksamen Feldkomponenten an. Die Richtung der Koordinatenachsen ist jeweils

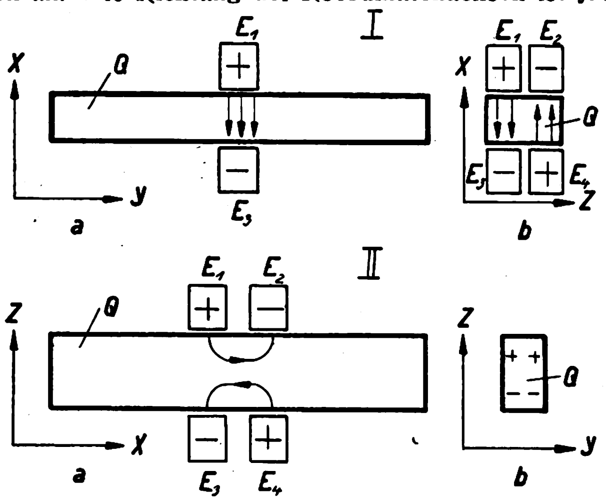


Fig. 3.
Erregung transversaler Schwingungen in *Z*-Richtung.

daneben gezeichnet. Die mit dem gleichen Polaritätszeichen (+ oder —) versehenen Anregungselektroden E_1, E_2, E_3, E_4 sind miteinander und mit dem einen bzw. anderen Pol der Wechselspannung verbunden zu denken.

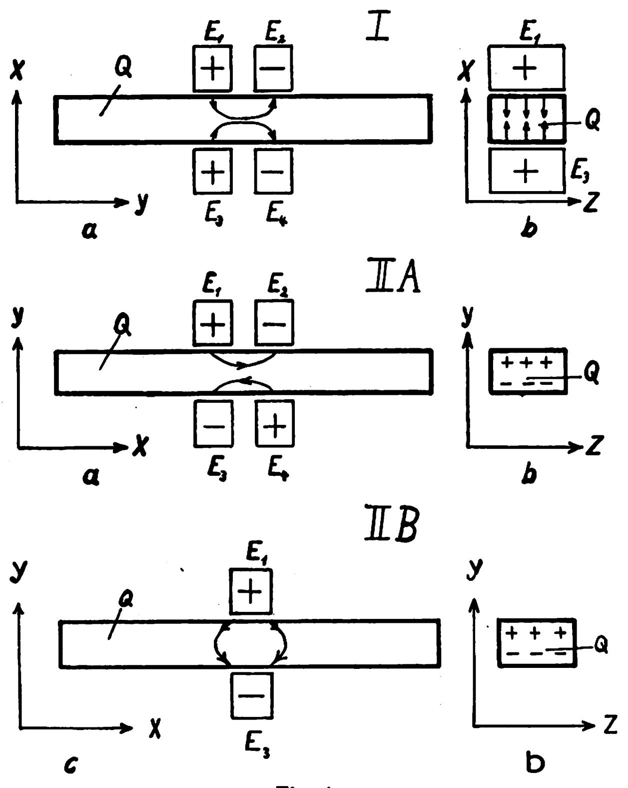


Fig. 4.
Erregung transversaler Schwingungen in *X*- bezw. *Y*-Richtung.

An Hand der Figuren findet man, daß man für beide Orientierungen und für alle drei Schwingungsarten mit drei verschiedenen Anordnungen der felderzeugenden Elektroden auskommt, nämlich:

a) mit zwei Elektroden beiderseits des Stabes (Fig. 2 I z. B.),
b) mit vier Elektroden, die zu je zweien beiderseits des Stabes in Richtung seiner Längsachse nebeneinander angeordnet sind (Fig. 2 II),
c) mit vier Elektroden, die zu je zweien beiderseits des Stabes in Richtung der optischen Achse übereinander angeordnet sind (Fig. 3 I).

Für die drei Schwingungsarten ergeben sich so im ganzen acht prinzipiell verschiedene Anordnungen; die Anordnungen Fig. 4, II B und Fig. 6, I B können als Modifikation der zugehörigen „A"-Figuren aufgefaßt werden. Zum Verständnis der Anregungsbedingungen ist zu beachten, daß zur Anregung von Dehnungs- und Biegungsschwingungen nur die in die Richtung der elektrischen (*X*-)Achse fallenden Komponenten

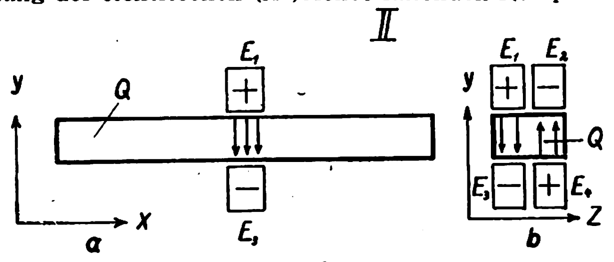


Fig. 5.
Erregung von Torsionsschwingungen um die *X*-Achse.

der einen Quarzkristall durchsetzenden elektrischen Felder in Betracht kommen. Für die Dehnungsschwingungen geht dies deutlich aus der Fig. 2 hervor. Für die Anregung von Biegungsschwingungen ist außerdem noch Inhomogenität des Wechselfeldes im Quarz erforderlich. Die Fig. 3 und 4 lassen in den Querschnittsbildern *b* die Inhomogenität erkennen: die elektrischen Felder kehren im Querschnitt ihre Richtung so um, daß sie in den beiden Querschnittshälften entgegengesetzt verlaufen. Es sind je nach der Orientierung des Stabes drei Schwingungsrichtungen bei Biegungen möglich, in Richtung der *Z*-, *X*- oder *Y*-Achse; dementsprechend ändert das Feld im Querschnitt seine Richtung längs der *Z*-Achse (s. Fig. 3 I und II), längs der *X*-Achse (s. Fig. 4 I) und längs der *Y*-Achse (s. Fig. 4 II A bzw. 4 II B).

Die zur Anregung von Torsionsschwingungen um die Stabachse nötigen Elektrodenanordnungen sind in den Fig. 5

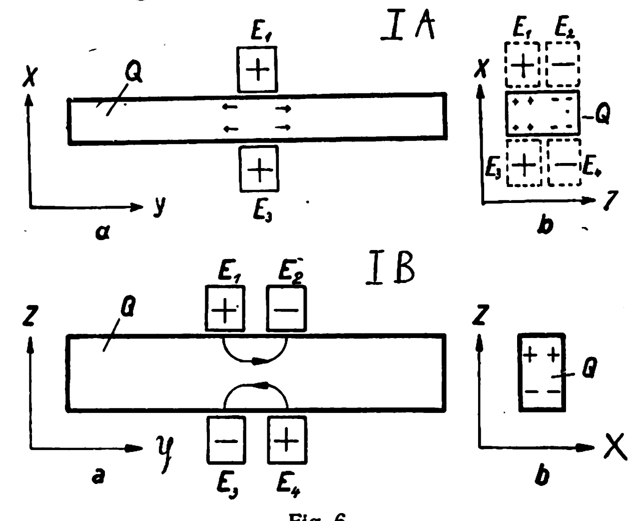


Fig. 6.
Erregung von Torsionsschwingungen um die *Y*-Achse.

und 6 angegeben. Danach müssen die wirksamen Feldlinien in Richtung der *Y*-Achse, also senkrecht zur elektrischen (X-)Achse des Kristalles verlaufen, außerdem aber muß Inhomogenität des Feldes bzw. eine Feldumkehrung in Richtung der (Z-) optischen Achse eintreten, wie die Quer-

schnitte *b* zeigen. Die Verfasser besprechen besonders diese Fälle ausführlich an Hand der Voigtschen Theorie. Auch der Fall der Torsionsschwingungen bei Stäben um die optische Achse, der in bezug auf die Versuche von Röntgen Interesse hat, wird behandelt. Prinzipiell ist es möglich, auch hier Torsionsschwingungen anzuregen, wenn auch nach Voigt ein statische Drillung unmöglich ist. Experimentelle Unterlagen hierfür wurden jedoch noch nicht gewonnen.

Von den acht Elektrodenanordnungen der Fig. 2—6 kommen für die Anregung möglichst kräftiger Schwingungen, also für praktische Zwecke, drei Anordnungen allein in Frage: Anordnung nach Fig. 2 I mit Stäben der Orientierung I zur Anregung von Dehnungs- oder Longitudinalschwingungen; Anordnung nach Fig. 3 I mit Stäben der Orientierung I zur Anregung von Biegungs- oder Transversalschwingungen; Anordnung nach Fig. 5 II mit Stäben der Orientierung II zur Anregung von Drillungs- oder Torsionsschwingungen. Es sind dies die Anordnungen, bei denen die Gesamtzahl der elektrischen Feldlinien und nicht nur Komponenten hiervon wirksam sind. Die Breite der Elektroden in Richtung der Stabachse kann hierbei günstigstenfalls gleich der Länge der auf dem Stab entstehenden elastischen Halbwelle gewählt werden. Mit Elektroden, die so lang wie der Stab sind, können nur ungeradzahlige Oberschwingungen angeregt werden. Die Stäbe konnten mit diesen Anordnungen von der Grundschwingung bis zu höchsten Oberschwingungen (30. bis 50. Ordnung) angeregt werden. Die durch die beschriebenen Anordnungen gegebene Möglichkeit, außer longitudinalen auch transversale und Torsionsschwingungen piezoelektrisch anzuregen, erhöht die Anzahl der als Normalfrequenzen benutzbaren elastischen Eigenschwingungen eines einzigen Quarzstabes ganz beträchtlich. Besonders können mit Hilfe von verhältnismäßig kurzen Stäben durch Anregung zu Transversalschwingungen Normalfrequenzen im Gebiete der akustischen Frequenzen (800 Hz) erhalten werden.

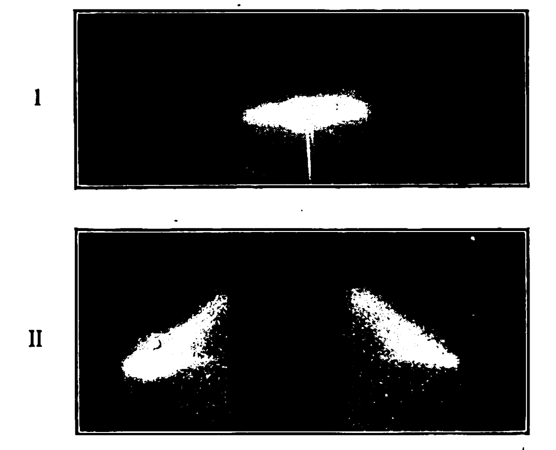


Fig. 7.
Longitudinalschwingungen.
I) Stab in Orientierung I.
II) Stab in Orientierung II.
Stabdimensionen in mm: I) $x = 1{,}5$; $y = 50$; $z = 3$.
II) $x = 50$; $y = 1{,}5$; $z = 3$.
$k = 1$, $f = 54\,500$ *Hz*, $\lambda = 5\,500$ *m*.
Leuchtbild I) gesehen aus X-Richtung.
Leuchtbild II) gesehen aus Y-Richtung.

Die Verteilung der durch den direkten Piezoeffekt in den schwingenden Stäben entstehenden piezoelektrischen Ladungen über den Querschnitt und über die Länge der Stäbe wird nach der früher von den Verfassern angegebenen Methode durch Glimmlicht im gasverdünnten Raum sichtbar gemacht und an Hand von photographischen Aufnahmen erläutert. Die experimentellen Ergebnisse werden mit Hilfe der mathematischen Theorie der Piezoelektrizität von W. Voigt gedeutet. Es ergeben sich außer Flächenladungen, die auf den senkrecht zur X-Achse liegenden Flächen auftreten, noch Raumladungen im Inneren der Stäbe. Die Entstehungsweise dieser Raumladungen und ihre Verteilung über den Querschnitt und längs der Stabachse wird erklärt. Es zeigt sich, daß bei Stäben der Orientierung I bei Longitudinalschwingungen und bei Transversalschwingungen in der Z-Richtung nur Flächenladungen auftreten, daß hingegen bei Stäben der Orientierung II bei Longitudinalschwingungen und bei Transversalschwingungen in beiden Richtungen Raumladungen entstehen. Für die Verteilung der Ladungen längs des Stabes findet man, daß die maximalen Flächenladungen hierbei immer mit den elastischen Deformationsmaximis, die Raumladungen jedoch mit den Deformationsminimis oder Bewegungsbäuchen verbunden sind. Diesen Unterschied zeigt die Fig. 7 I und 7 II, die die Photographien der longitudinalen Grundschwingungen zweier gleichlanger Stäbe der Orientierung I und II wiedergeben. Anregung nach Fig. 2 I bzw. 2 II. Die longitudinale Grundschwingung hat ein Deformationsmaximum in der Mitte und zwei Deformationsminima an den Enden, also haben wir bei Stab I ein Leuchtbüschel bzw. Ladungsmaximum, bei Stab II zwei Leuchtbüschel bzw. Ladungsmaxima.



Fig. 8.
Transversalschwingung in Z-Richtung.
Stab in Orientierung I.
Stabdimensionen in mm: $x = 1{,}5$; $y = 99$; $z = 3$.
$k = 9$, $f = 62\,020$ *Hz*; $\lambda = 4835$ m.
Leuchtbild a) gesehen aus X-Richtung.
Leuchtbild b) gesehen aus Y-Richtung.

Die Verhältnisse werden jedoch schon wesentlich komplizierter bei den Transversalschwingungen. So haben wir nach oben Gesagtem bei Transversalschwingungen von Stäben I in der Z-Richtung zwar nur Flächenladungen, diese sind aber über den Stabumfang in vier Ladungen abwechselnd gleichen Vorzeichens geteilt. Die Ladungen liegen an den Deformationsmaximis. In Fig. 8b ist eine Querschnittsphotographie eines solchen mit der neunten Oberschwingung, nach Fig. 3 I angeregten, schwingenden Stabes wiedergegeben, die die Vierteilung erkennen läßt. Die Transversalschwingungen von Stäben I in der X-Richtung und von Stäben II in der Y- und Z-Richtung sind mit Flächen- und Raumladungen bzw. nur mit Raumladungen verbunden.

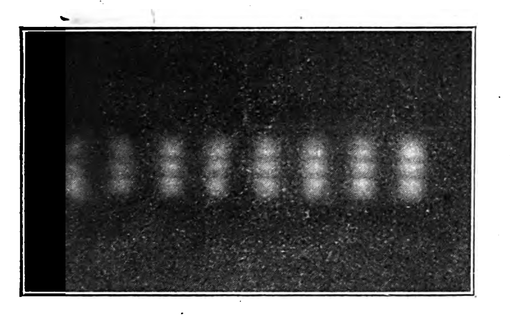
Sehr kompliziert liegen die Verhältnisse bei Torsionsschwingungen um die Y-Achse (Stäbe I), etwas übersichtlicher bei Schwingungen um die X-Achse (Stäbe II). Für diese soll die Ladungsverteilung, die sich aus Flächenladungen σ_φ und Raumladungen ϱ ergibt, an folgenden Gleichungen gezeigt werden. Für einen kreisförmigen Stab II mit dem Querschnittshalbmesser R ergibt die Ladungsverteilung in Abhängigkeit vom Winkel φ über den Umfang bzw. Querschnitt:

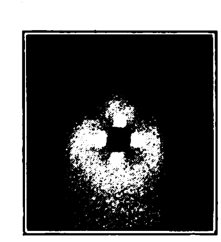
$$\sigma_\varphi = a\,R\,d_{14}\left(\frac{d_{11}}{d_{14}} \sin 2\,\varphi - \cos^2 \varphi\right)$$

und

$$\varrho = a\,d_{14}.$$

In diesen Gleichungen ist a ein Konstante, d_{11} und d_{14} je ein piezoelektrischer Modul. $\sigma\varphi$ setzt sich also aus zwei Anteilen zusammen: der zu $\sin 2\varphi$ proportionale Teil liefert in den vier Quadranten abwechselnd positive und negative Flächen-Ladungen mit Höchstwerten bei 45° usw. und ist über den Umfang integriert gleich Null, der zweite zu $\cos^2 \varphi$ proportionale Teil behält rings um den Umfang sein Vorzeichen und findet sein Aequivalent in der über den Querschnitt konstanten Raumladung ϱ. Längs des Stabes befinden sich die Ladungen, wie nicht näher in den Gleichungen ausgeführt, in Phase mit der Deformation. Die Torsions-Schwingungen erzeugen also maximale Ladungen und somit Leuchtbüschel an den Deformations-





a b

Fig. 9.
Torsionsschwingung um die x-Achse.
Stab in Orientierung II.
Stabdimensionen in mm: $x = 50$, kreisförmiger Querschnitt $2\,R = 3$.
$k = 9$, $f = 350\,000$ Hz, $\lambda = 850$ m.
Leuchtbild a) gesehen unter 45° gegen Z- und Y-Achse.
Leuchtbild b) gesehen aus X-Richtung.

maximis. Diese Ladungsverteilung über den Längs- und Querschnitt ist für einen nach Fig. 5 II angeregten Kreisstab aus Fig. 9 a und b ersichtlich. Man sieht in b deutlich die Vierteilung über den Querschnitt. Eine Leuchtbüschelgruppe (links am Stabanfang) ist durch die Elektroden in Fig. a verdeckt worden, so daß nicht 9, wie es der Ordnungszahl 9 entsprechen würde, sondern nur 8 Leuchtgruppen zu zählen sind.

Weitere Photographien der Arbeit behandeln die hier nicht besprochenen Fälle.

Zur Untersuchung der mit den Anregungen verbundenen Erscheinungen verwandten die Verfasser ausschließlich ihre Leuchtmethode, die das einzig brauchbare Hilfsmittel war, die Frequenzspektren nach Schwingungsart und Ordnungszahl zu analysieren. Jeder Schwingungsart kam bei jeder Orientierung des Stabes ein ganz charakteristisches Leuchtbild zu, wie es durch die Fig. 7 und 8 für einige Fälle belegt ist. Untersucht wurden mit der Leuchtmethode jedoch alle Fälle, die nach den Fig. 2 bis 6 möglich sind.

Ausführliche Einzelheiten der Versuchsanordnung und der Methoden zur Auffindung der Resonanz werden mitgeteilt. A. Scheibe.

J. R. Harrison. Biegungsschwingungen und deren Resonanz bei piezo-elektrischen Quarzplatten. (Piezo-electric resonance and oscillatory phenomena with flexural vibrations in quarz plates.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 1040—1054, 1927.

Bei einer Quarzplatte von der Länge l, der Breite b und der Dicke d, wobei $l > b$ und $\gg d$ gedacht ist, erhält man drei Arten von Longitudinalschwingungen, eine in der Richtung der Länge, einer in der Richtung der Breite und eine in der Richtung der Dicke. Die elektrische Wellenlänge bei diesen Schwingungen ist von der Größenordnung 110 m pro 1 mm der Dimension, längs der die Schwingung erfolgt. Die größte Wellenlänge und geringste Frequenz besitzt also die Schwingung in der Richtung der Länge.

Tatsächlich beobachtet man aber unter Umständen bei solchen Quarzplatten Resonanz schon bei einer erheblich niedrigen Frequenz, die tatsächlich zu einer Biegungsschwingung gehört von der Art, wie sie in Fig. 1 schema-

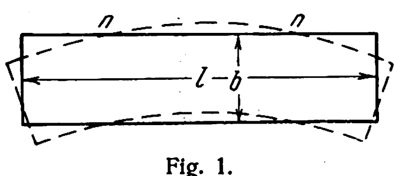


Fig. 1.

tisch dargestellt ist. Als Beispiel seien folgende Zahlen genannt:

l	b	d	Longitudinalschwingung parallel	Biegungsschwingung
40,03 mm	10,05 mm	0,617 mm	$f = 67{,}8 \cdot 10^3$/sec	$f = 30{,}0 \cdot 10^3$/sec.
21,72 „	2,90 „	1,32 „	$f = 128 \cdot 10^3$/sec	$f = 33{,}6 \cdot 10^3$/sec.

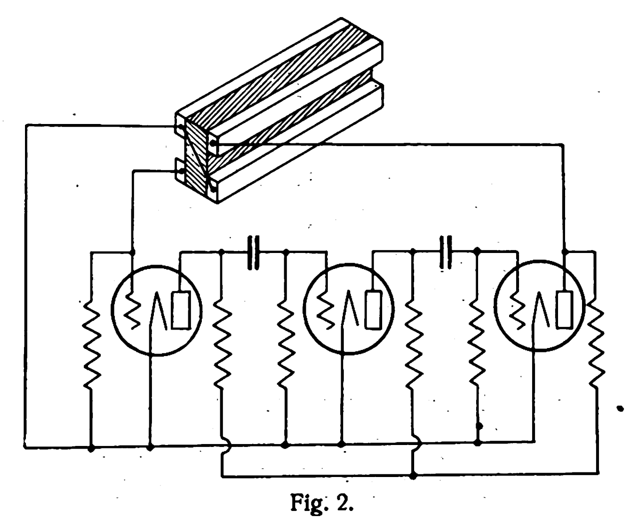


Fig. 2.

Wie die Elektroden am besten angebracht werden, um solche Biegungsschwingungen hervorzurufen, ist aus Fig. 2 und 3 ersichtlich. Die Schaltung von Fig. 2, die keine abgestimmten elektrischen Kreise enthält, ist einer Anordnung von Cady, diejenige von Fig. 3 einer solchen von Pierce nachgebildet. In der letzten Schaltung sind die Spulen L_1 L_2 lose gekoppelt.

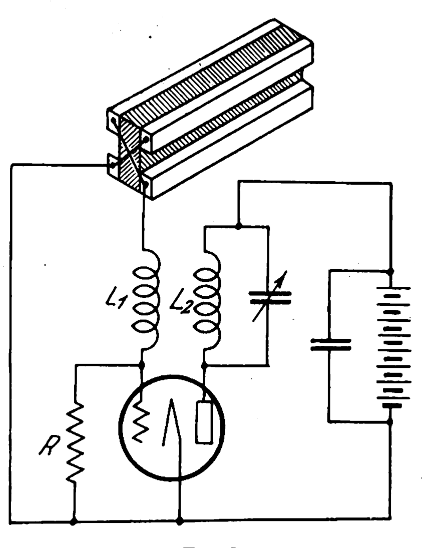


Fig. 3.

Mit anderer Anordnung der Elektroden lassen sich Biegungsschwingungen höherer Frequenz (erste und zweite Oberschwingung) ohne Schwierigkeit darstellen.

Bringt man den Quarzoszillator nach dem Vorgang von Giebe und Scheibe in eine Röhre mit geringem Gasdruck (am besten Helium oder Neon), so beobachtet man auch bei den Biegungsschwingungen ähnliche Erscheinungen, wie sie Giebe und Scheibe bei Longitudinalschwingungen beschrieben haben. Es empfiehlt sich in diesem Falle, die Elektroden mindestens auf der einen Seite des Kristalls etwas von der Oberfläche desselben abstehen zu lassen.

Der Verfasser sieht den Vorteil dieser Biegungsschwingungen darin, daß sich mit Hilfe derselben das Frequenzgebiet, das von einem Kristall umfaßt wird, erheblich nach unten erweitern und sich ohne unbequeme Länge der Platten in das hörbare Gebiet bringen läßt.

Augenscheinlich ist es dem Verfasser entgangen, daß schon E. Giebe und A. Scheibe Biegungsschwingungen von piezo-elektrischen Quarzstäben hervorgerufen, verwendet und auf die Vorteile derselben hingewiesen haben. (Tätigkeitsbericht der Physikalisch-technischen Reichsanstalt 1926, Zeitschrift für Instrumentenkunde **47**, 275, 1927, ref. ds. Jahrb. **30**, 32, 1927.) J. Zenneck.

R. C. Hitchcock. Die Befestigung von Quarz-Oszillatoren. (Mounting quartz oscillator crystals.) Aus der Forschungs-Abteilung der Westinghouse El. and Man. Co. Proc. Inst. Radio Eng. 15, 902—913, 1927.

Es handelt sich um Quarz-Oszillatoren mit einer Frequenz in der Nähe von 10^6/sec und mit der Bedingung, daß die Frequenz derselben bis auf ungefähr 50 Perioden/sec, d. h. auf ca. 0,005% konstant gehalten werden soll.

Was zuerst das Herausschneiden der Quarzplatten für Oszillatoren aus dem natürlichen Kristall betrifft, so sind im wesentlichen die zwei Möglichkeiten von Fig. 1 vorhanden. Die Methode 2 ist die übliche, während der Verfasser die Methode 1 anwendet. Bei der Methode 1 entspricht einer Dicke der Quarzplatte von 1 mm eine elektrische Wellenlänge des Oszillators von 140—150 m, bei der Methode 2 von ungefähr 105—115 m. Für eine bestimmte Wellenlänge ist also der Oszillator nach Methode 1 dünner. Man erhält also bei derselben Spannung unter sonst gleichen Umständen ein kräftigeres elektrisches Feld im Kristall.

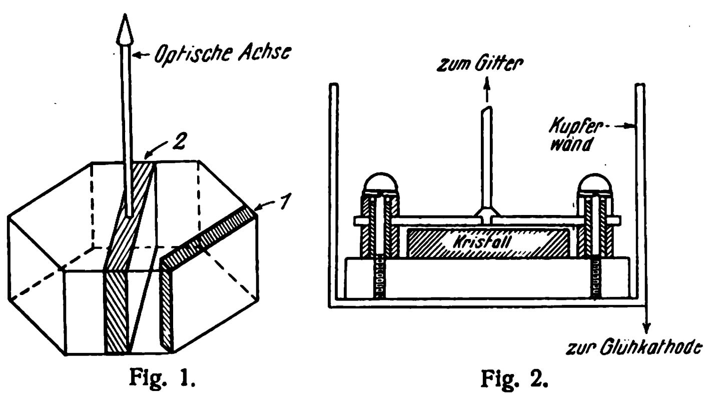


Fig. 1. Fig. 2.

Bezüglich der Montierung der Kristallplatten empfiehlt der Verfasser, auf keinen Fall die beiden Elektroden auf dem Kristall aufliegen zu lassen, sondern mindestens eine — die obere von Fig. 2 — in einem gewissen Abstand, z. B. 0,2 mm, von der Kristalloberfläche und parallel zu ihr zu halten. Der richtige Abstand ist durch eine eigentümliche Erscheinung bestimmt. In dem Zwischenraum zwischen der Kristalloberfläche und der oberen Elektrode bilden sich bei den Schwingungen des Kristalls Luftwellen, die von der Kristalloberfläche erzeugt und von der oberen Elektrode reflektiert werden. Diese können eine starke Dämpfung der Kristallschwingungen ergeben, falls nicht der Abstand zwischen der Kristalloberfläche und Elektrode richtig eingestellt wird.

Wenn von dem Röhren-Generator, der durch den Kristall gesteuert werden soll — der Verfasser benützt ihn in der Form von Fig. 3 — nicht mehr als ca. 5 Watt verlangt werden, so genügt es, den Quarz-Oszillator in einen kleinen Glaskolben zu bringen, der mit Neon von einigen Millimetern Druck gefüllt ist. Soll aber die gesteuerte Hochfrequenzleistung von der Größenordnung 50 Watt sein, so empfiehlt der Verfasser, dem unteren Teil des Kolbens eine Kupferwand zu geben, diese durch ein Oelbad zu kühlen und auf konstanter Temperatur zu halten.

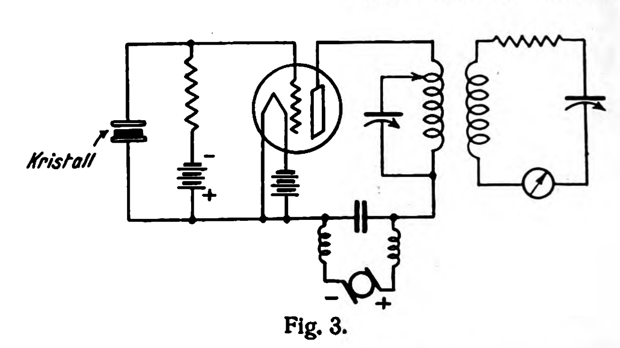


Fig. 3.

J. Zenneck.

H. Diamond und **J. S. Webb.** Die Prüfung eines Niederfrequenzverstärkers mit Transformatorkopplung. (The testing of audiofrequency transformer-coupled amplifiers.) Proc. Inst. Radio Eng. **15**, 767—791, 1927.

Der Ausgangspunkt ist folgender. Für die Frage, was eine Verstärkerstufe in einem mehrstufigen Verstärker leistet, z. B. in demjenigen von Fig. 1, ist es nötig, das Verhältnis von E_{g2}/E_{g1} nach Amplitude und Phase für die verschiedenen Frequenzen zu kennen, wobei E_{g1} die Spannung bedeutet, die das Gitter der zur Untersuchung stehenden Verstärkerröhre A besitzt, E_{g2} die Gitterspannung, die der nächsten Stufe B durch den Transformator zugeführt wird. Soll die Verstärkerstufe keine Verzerrung geben, so muß dieses Verhältnis nach Amplitude und Phase für alle Frequenzen merklich dasselbe sein.

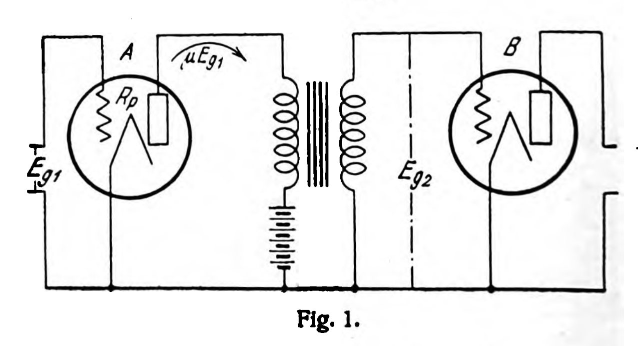


Fig. 1.

Nun hängt dieses Verhältnis aber nicht nur von den Eigenschaften der in Frage stehenden Verstärkerstufe (A Fig. 1) ab, sondern auch von der Art der Belastung im Anodenkreis der nächsten Stufe. Es ist also verschieden, je nachdem der Anodenkreis merklich aus einem reinen

Widerstand besteht oder etwa eine große Induktivität enthält.

Die Verfasser geben Methoden an, um das Verhältnis der Spannung am zweiten Gitter (E_{g2}) zu demjenigen (E_{g1}) am ersten oder auch, um die EMK μE_{g2} (μ = Verstärkungszahl), die im Anodenkreis der zweiten Röhre wirkt, im Verhältnis zu E_{g1} bei den verschiedenen Frequenzen und bei verschiedenen Belastungen im Anodenkreis der zweiten Röhre zu messen. Die Meßmethode besteht im wesentlichen darin, daß die Spannung E_{g2} (bzw. die EMK μE_{g2}) durch eine Spannung, die im Verhältnis zu E_{g1} nach Amplitude und Phase regelbar und bekannt ist, kompensiert wird. Die einfache Anordnung für den Fall, daß im Anodenkreis der zweiten Röhre sich nur ein reiner Widerstand R_3 befindet, ist in Fig. 2 wiedergegeben.

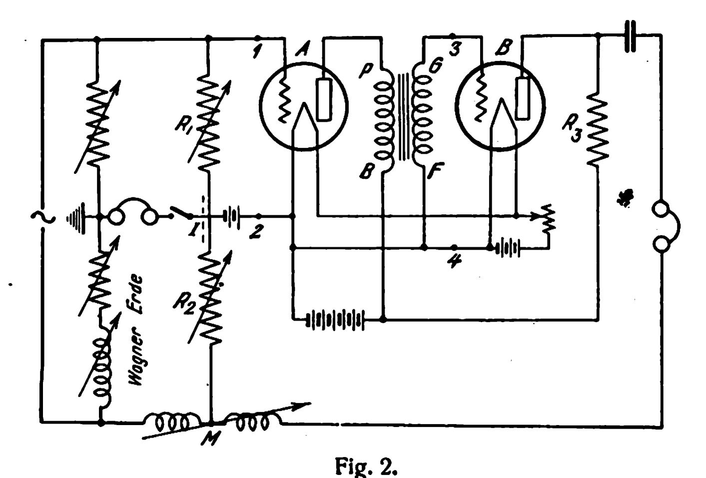


Fig. 2.

Um die Messungen wenigstens der Amplitude von E_{g2} rasch und übersichtlich machen zu können, benutzen die Verfasser auch noch eine Anordnung mit einer Braunschen Röhre. Die veränderliche Tonfrequenz wird als Schwebungsfrequenz von zwei hochfrequenten Röhren-Generatoren mit je einem Verstärker und einem Detektor als Gleichrichter hergestellt. Sie kann durch Drehen der beweglichen Platten eines Drehkondensators in einem der beiden Hochfrequenz-Generatoren kontinuierlich variiert werden. Mechanisch verbunden mit dem beweglichen Plattensystem des Drehkondensators ist ein Arm, der auf einem ringförmigen Kohle-Widerstand schleift und während

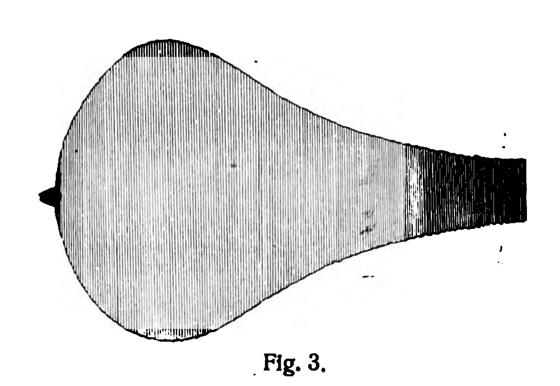


Fig. 3.

einer Hälfte der Drehung wachsende, während der zweiten Hälfte eine abnehmende Gleichspannung abgreift. Diese Spannung wird den Ablenkungsplatten der Braunschen Röhre, die eine horizontale Ablenkung der Phosphoreszenzflecks ergeben, zugeführt. Die Wechselspannung E_{g2} (oder μE_{g2}), die der zu untersuchende Niederfrequenzverstärker gibt und deren Amplitude in Abhängigkeit von der Frequenz gemessen werden soll, wird an das zweite Plattenpaar der Braunschen Röhre, das eine vertikale Ablenkung liefert, angelegt. Man erhält auf diese Weise also ein Bild auf dem Schirm der Braunschen Röhre, wie dasjenige von Fig. 3, dessen vertikale Ordinaten der Amplitude von E_{g2} proportional sind, während die Abszissen in einem bestimmten Verhältnis zu der Frequenz stehen, bei der tatsächlich gebrauchten Anordnung ihr merklich proportional sind.

J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Löschfunkenstrecke.

D.R.P. 460 868, Klasse 21a[4], Gruppe 3 (Purtschert, Luzern), Pat. vom 5. Dezember 1925, ausgegeben am 6. Juni 1928. Schweiz. Unionspriorität vom 2. September 1925, identisch mit schweiz. Pat. 460 868, Brit. Pat. 257 928.

Eine Löschfunkenstrecke, die möglichst geringer Wartung bedarf, insbesondere für medizinische Hochfrequenzapparate, soll gemäß der Erfindung aus einem allseitig geschlossenen Glasbehälter bestehen, der mit Wasserstoff von 1 Atm. Druck gefüllt ist und die ganze Löschfunkenstrecke einschließt. Nach außen führen nur die Stromzuführungen, die im Glaszylinder eingeschmolzen sind.

Löschfunkenstrecke.

D.R.P. 461 764, Klasse 21a[4], Gruppe 3 (Purtschert, Luzern), Pat. vom 12. Mai 1926, ausgegeben am 27. Juni 1928, Zusatz zum Patent 460 868.

Das Patent 460 868 betrifft eine Löschfunkenstrecke, die in einem gasdichten Behälter eingeschlossen ist. Erfindungsgemäß soll dieser Behälter zum Teil aus Metall, z. B. Kupfer, bestehen, während die aufgeschmolzenen Stromdurchführungen aus Glas, Porzellan oder einem anderen keramischen Material bestehen.

Konstanthaltung der Tourenzahl von Hochfrequenzmaschinen.

D.R.P. 461 905, Klasse 21c, Gruppe 59 (Lorenz), Pat. vom 14. Januar 1923, ausgegeben am 2. Juli 1928.

Erfindungsgemäß soll zur Konstanthaltung der Tourenzahl ein Fliehkraftregler verwendet werden, in dem zwei Kräfte zur Wirkung kommen, und zwar neben der Fliehkraft, die sich mit der Drehzahl ändert, noch eine inter-

mittierend wirkende Schwerkraft. Zu diesem Zweck ist am Umfang einer rotierenden Scheibe *s* (Fig. 1) eine Feder *f* angebracht, die an geeigneter Stelle mit einem Gewicht *g* belastet ist. Die Scheibe rotiert in vertikaler Ebene. In der oberen Stellung subtrahiert sich dann die Schwerkraft

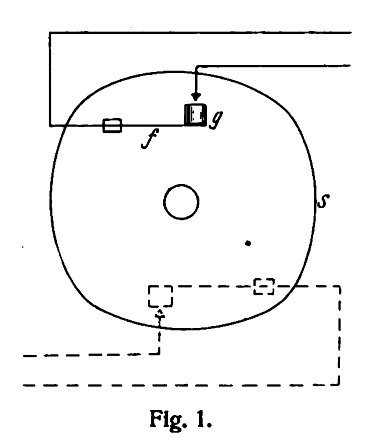


Fig. 1.

von der Fliehkraft und der Kontakt ist geöffnet, in der unteren schraffierten Stellung addiert sich die Schwerkraft zur Fliehkraft und der Kontakt ist geschlossen. Die Kontaktdauer und damit der Regelstrom ist unter diesen Verhältnissen von der Drehzahl abhängig.

Einschaltung von Hochfrequenzanlagen mit Frequenztransformatoren.

D.R.P. 461 561, Klasse 21a[4], Gruppe 6 (Lorenz), Pat. vom 7. Januar 1927, ausgegeben am 23. Juni 1928; identisch mit Brit. Pat. 283 170. — Vergleiche das Referat in dieser Zeitschrift.

Röhrensender.

D.R.P. 462 980, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Trautwein), Pat. vom 5. Dezember 1922, ausgegeben am 21. Juli 1928.

Erfindungsgemäß soll im gemeinsamen Anoden- und Gitterkreis eines Röhrensenders ein sogenannter Verkettungswiderstand *W* (Fig. 2) eingeschaltet werden, der so bemessen ist, daß der Anodenstrom beim Einsetzen der Schwingungen genau oder angenähert auf den Wert herangedrückt wird, den er vor dem Einsetzen der Schwingungen besaß. Wird parallel zum Verkettungswiderstand ein Kondensator *C* geschaltet, so tritt bei geeigneten Betriebsbedingungen eine Selbstmodulation ein. Eine derartige Anordnung zeigt Fig. 3. Wird der Sender auf die Frequenz ankommender Schwingungen abgestimmt, so können diese durch die Aenderung der Modulationsfrequenz zur Anzeige gebracht werden.

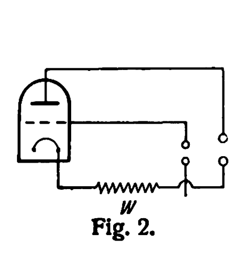


Fig. 2.

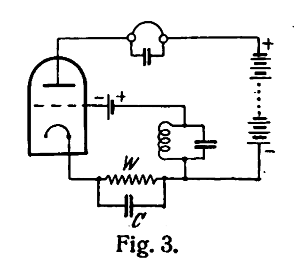


Fig. 3.

Steuerung fremderregter Röhrensender.

D.R.P. 462 849, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Lorenz), Pat. vom 15. Dezember 1925, ausgegeben am 18. Juli 1928; identisch mit Brit. Pat. 262 825, Franz. Pat. 630 850. — Vergleiche das Referat in Band 29 dieser Zeitschrift, Seite 136.

Ermittlung der Achsenrichtung von Piezokristallen.

D.R.P. 461 497, Klasse 21g, Gruppe 31 (Giebe, Scheibe), Pat. vom 25. April 1926, ausgegeben am 26. Juni 1928.

Zur Herstellung der Schliffe von Piezokristallen für Frequenzkontrolle ist es erforderlich, möglichst genau die Achsenrichtung der Kristalle zu bestimmen, da schon geringe Abweichungen der Schliffe erhebliche Fehler verursachen können. Es ist verhältnismäßig leicht, mit optischen Mitteln die optische Achse festzustellen. Senkrecht zur optischen Achse soll nun eine Platte und aus dieser ein Kreisring herausgeschnitten werden. Durch einen Markierstrich 1 (Fig. 4) wird die Lage des Ringes gegenüber der Platte festgelegt. Mittels zwei Elektroden 2 und 3 (Fig. 5) wird der Ring durch ein allseitig radiales Wechselfeld erregt. Es stellt sich dann diejenige elastische Schwingung ein, bei welcher drei ganze Wellenlängen auf den Ringumfang entfallen. In einem luftverdünnten Raum zeigt sich dann eine Leuchterscheinung an den 6 Durchstoßstellen der elektrischen Achsen 4—5, 6—7, 8—9. Aus der Abweichung von dem Markierungsstrich 1 kann man nun leicht an dem Kristall die elektrischen Achsen festlegen.

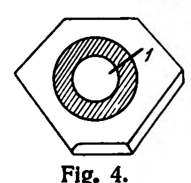


Fig. 4.

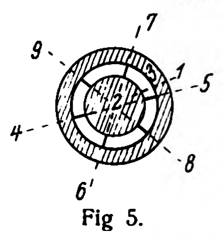


Fig 5.

Piezoelektrisches Kristallelement.

D.R.P. 462 848, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Int. Gen. El. Co.), Pat. vom 18. Mai 1927, ausgegeben am 19. Juli 1928, amer. Priorität vom 11. Juni 1926. — Brit. Pat. 289 471 (Metropolitan-Vickers El. Co., 28. April 1927), veröffentlicht am 20. Juni 1928.

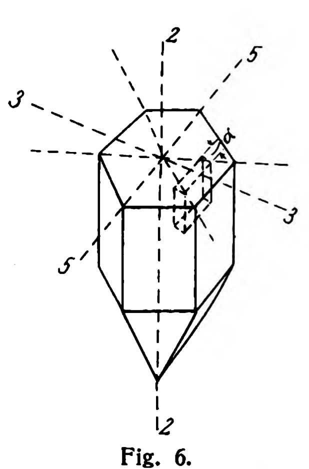


Fig. 6.

Gewöhnlich wird ein Piezoelement aus dem natürlichen Kristall rechtwinklig zu einer elektrischen Achse geschnitten. Ein solches Piezoelement zeigt merkliche Neigung, in einer Frequenz zu schwingen, die seiner Länge entspricht. Erfindungsgemäß soll das Piezoelement aus

dem Mutterkristall in der Weise ausgeschnitten werden, daß die große Fläche parallel zur optischen Achse 2—2 (Fig. 6) und einer elektrischen Achse 5—5, nicht aber parallel zu der Kristallachse 3—3 verläuft. Die Frequenz hängt in diesem Falle von der Dicke *d* in Richtung 3—3, senkrecht zur Richtung 5—5 ab, so daß trotz großer Fläche eine hohe Frequenz erzielt wird.

Piezoelektrische Einrichtung.

D.R.P. 463 188, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Int. Gen. El. Co.), Pat. vom 23. Oktober 1926, ausgegeben am 25. Juli 1928; amer. Priorität vom 6. Juli 1926.

Werden mehrere Piezokristalle mit verschiedener Eigenfrequenz zwischen einem Elektrodenpaar angeordnet, so können mit einer solchen Vorrichtung die verschiedenen Frequenzen zum Ansprechen gebracht werden. Die gewöhnlichen Kristalle eignen sich jedoch nicht dazu. Erfindungsgemäß sollen Kristalle verwendet werden, die mit ihrer Dickendimension senkrecht zu einer elektrischen

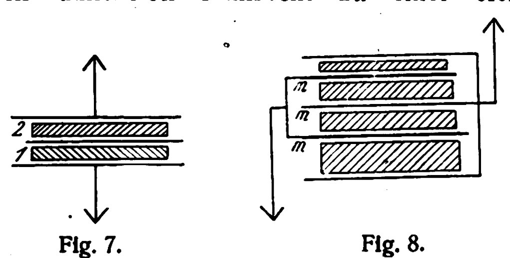


Fig. 7. Fig. 8.

Achse geschnitten sind (vgl. D.R.P. 462 848, Brit. Pat. 289 471). Die Fig. 7 zeigt eine derartige Anordnung mit zwei Piezokristallen 1 und 2, die verschiedene Dicke besitzen. Zwischen die Kristalle können Metallfolien *m* angeordnet sein, die es gestatten, alle äußeren Elektroden einerseits, alle anderen Elektroden anderseits miteinander parallel zu schalten (Fig. 8).

Piezoelektrische Erzeugung mechanischer Schwingungen.

D.R.P. 4 611 147, Klasse 21g, Gruppe 31 (Telefunken), Pat. vom 9. April 1926, ausgegeben am 14. Juni 1928.

Wenn ein Piezokristall einem Wechselfeld ausgesetzt wird und der Kristall so ausgebildet oder orientiert ist, daß eine Unsymmetrie vorhanden ist, so tritt ein Drehmoment auf. Dieser Effekt soll erfindungsgemäß dazu benutzt werden, um Relaiswirkungen auszulösen oder einen kleinen Motor zu betätigen.

Piezoelektrische Einrichtung.

Brit. Pat. 287 579 (Westinghouse El. & Man. Co., 25. März 1927), veröffentlicht am 16. Mai 1928.

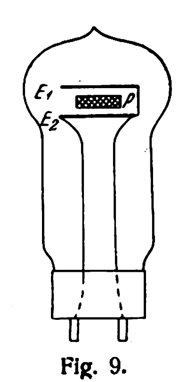


Fig. 9.

Der Piezokristall *P* (Fig. 9) soll in einer Röhre eingeschlossen sein, die mit einem inerten Gas unter einem Druck von ca. 10 mm gefüllt ist. Der Kristall befindet sich zwischen zwei nicht oxydierbaren Elektroden E_1 und E_2, die durch nur drei Zwischenstücke miteinander verbunden sind. Diese Zwischenstücke sollen aus einem Material bestehen, das einen kleinen Ausdehnungskoeffizienten besitzt, damit der Abstand der Elektroden konstant bleibt.

Piezogesteuerter Röhrensender.

Brit. Pat. 287 484, (Marconi, 21. März 1927), veröffentlicht am 16. Mai 1928.

Bei dem in Fig. 10 dargestellten Röhrensender in Neutrodynischaltung mittels der angezapften Drossel *L* und dem

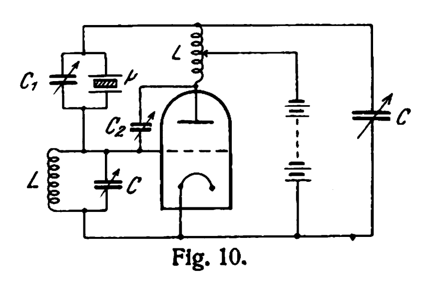


Fig. 10.

Neutrokondensator C_1 soll der Piezokristall *P* parallel zum Neutrokondensator C_1 geschaltet sein. In einer anderen in Fig. 11 dargestellten Anordnung erfolgt die Neutrodynisie-

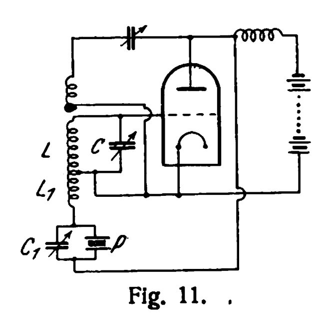


Fig. 11.

rung durch den Hilfskreis C_1, L_1, der mit dem Gitterkreis C, L gekoppelt ist. Auch hier ist der Piezokristall *P* parallel zum Neutrokondensator C_1 geschaltet.

Kurzwellensender.

D.R.P. 461 526, Klasse 21a[4], Gruppe 9 (Telefunken), Pat. vom 31. Oktober 1926, ausgegeben am 23. Juni 1928.

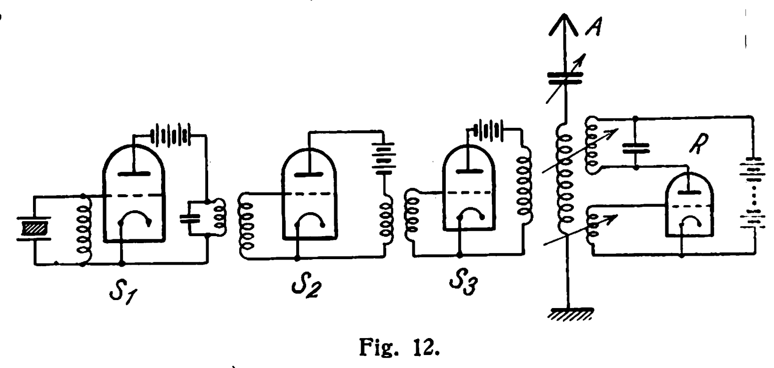


Fig. 12.

Bei Kurzwellensendern verwendet man häufig fremdgesteuerte Sender mit kristallgesteuerten Steuersendern und Kaskadenschaltung mehrerer Röhren. Um die Leistung der Sendeanlage zu vergrößern, soll erfindungsgemäß mit

der Antenne A (Fig. 12) ein selbsterregter Sender R gekoppelt werden, dessen Gitterkreis mit dem fremdbewegten Sender S_1, S_2, S_3 genügend fest gekoppelt ist, so daß der selbsterregte Sender im sogenannten Mitnahmebereich arbeitet. In diesem Bereich wird bekanntlich die Frequenz der erzeugten Schwingungen durch die von außen zugeführten Schwingungen bestimmt und aufrecht erhalten.

Kurzwellen-Röhrensender.

Brit. Pat. 289 875 (Marconi, 5. Mai 1927), veröffentlicht am 27. Juni 1928.

In Fig. 13 ist ein Kurzwellenröhrensender dargestellt, der zwei miteinander gekoppelte Umschalter 1 und 2 besitzt, die dazu dienen, eine Umschaltung von der Grundfrequenz auf eine Harmonische vorzunehmen. Der Um-

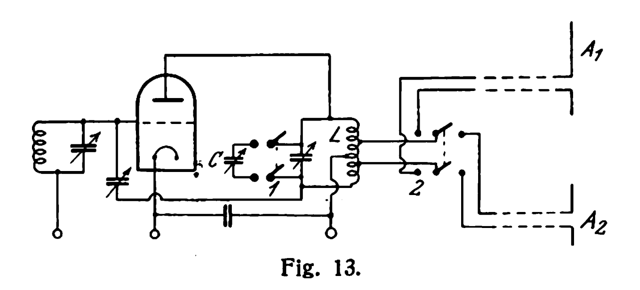


Fig. 13.

schalter 1 schaltet eine Zusatzkapazität c zum Schwingungskreis C, L zu bzw. ab. Die der Grundfrequenz entsprechende Antenne A_1 bzw. die der Harmonischen entsprechende Antenne A_2 wird durch den Umschalter 2 wahlweise angeschaltet.

Tasteinrichtung.

Brit. Pat. 288 634 (Telefunken, 14. April 1927), veröffentlicht am 7. Juni 1928.

Zum Tasten soll parallel zur Selbstinduktion L (Fig. 14) des Antennenkreises durch die Taste T ein Kondensator C

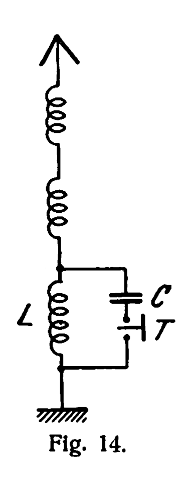


Fig. 14.

während der Tastpausen eingeschaltet werden, so daß eine Verstimmung erzielt wird. Es soll dadurch ein empfindliches Tastverfahren durch Verstimmung erreicht werden.

Tasten mit Lastausgleich.

Brit. Pat. 287 903 (Telefunken, 29. März 1927), veröffentlicht am 23. Mai 1928.

Für Röhrensender mit großen Leistungen verwendet man sogenannte Lastausgleichsschaltungen, bei denen in den Tastpausen die Spannungsquelle durch einen besonderen Stromkreis belastet wird, um Ueberspannungen zu vermeiden. Erfindungsgemäß soll zum Lastausgleich eine Röhre dienen, die durch die Hochfrequenz automatisch gesteuert wird. In Fig. 15 ist mit dem Netz W, W_1, das die

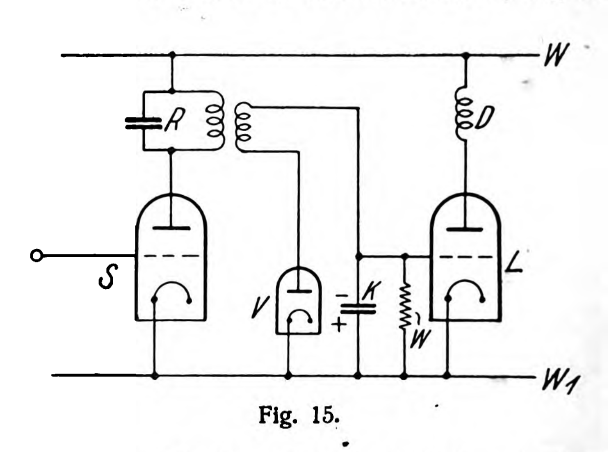


Fig. 15.

Senderöhre S speist, über eine Drossel D auch die Lastausgleichsröhre L verbunden. Die Hochfrequenzschwingungen des Kreises R werden zum Teil durch die Röhre V gleichgerichtet, so daß am Kondensator K, der parallel zur Gitterkreis der Röhre L liegt, eine Spannung auftritt, deren Größe von der Intensität der Hochfrequenzschwingungen abhängt und so die Leitfähigkeit der Röhre L beeinflußt.

Modulationsschaltung mit einer 5 Elektrodenröhre.

Brit. Pat. 289 999 (Midgley, 10. März 1927), veröffentlicht am 10. Mai 1928.

Bei der in Fig. 16 dargestellten Anordnung mit einer Röhre, die 2 Gitter und 2 Anoden besitzt, ist der Schwingungskreis in der bekannten Dreipunktschaltung mit einem

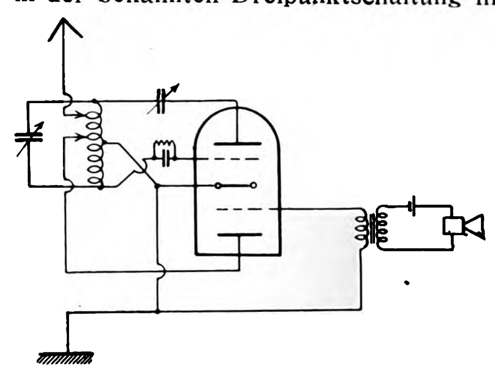


Fig. 16.

Gitter, der Kathode und der zugehörigen Anode verbunden, während das zweite Gitter mit dem Mikrophonkreis gekoppelt ist. Die zweite Anode ist mit einer Anzapfung des Schwingungskreises verbunden.

Gegensprechen auf einer Welle.

D.R.P. 461 544, Klasse 21a[4], Gruppe 50 (Marconi), Pat. vom 18. März 1922, Brit. Unionspriorität vom 7. April 1921, ausgegeben am 23. Juni 1928.

Die Erfindung betrifft eine Einrichtung zum Gegensprechen mit zwei Antennenanlagen, von denen nur eine Antenne mit einem Hochfrequenzgenerator gekoppelt ist. Bei geeigneter Bemessung der Antennen und ihres gegenseitigen Abstandes läßt es sich erreichen, daß eine gegenseitige Rückwirkung vorhanden ist, so daß bei Beeinflussung der einen Antenne durch die Sprechströme in der

zweiten Antenne eine Beeinflussung des Antennenstromes erreicht wird. In Fig. 17 sind die Antennen A_1 und A_2 mit Röhren R_1 und R_2 zur Dämpfungsreduktion gekoppelt. Mit der Antenne A_1 ist der Generatorkreis O gekoppelt. Werden über T_1 Sprechströme zugeführt, so können diese im

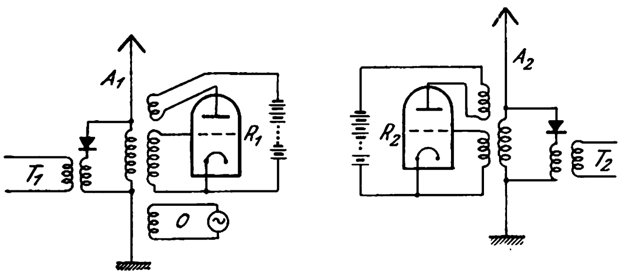


Fig. 17.

Gleichrichterkreis der Antenne A_2 über die Leitung T_2 abgehört werden. Es können aber auch Sprechströme über T_2 zugeführt werden, die den Strom der Antenne A_1 beeinflussen und über die Leitung T_1 abgehört werden.

Kurzwellen-Antenne.

D.R.P. 461 142, Klasse 21a[4], Gruppe 66 (Muck), Pat. vom 5. September 1923, ausgegeben am 14. Juni 1928 .

Um die bei höheren Spannungen auftretenden Sprühverluste zu beseitigen, sollen erfindungsgemäß Luftleitergebilde für kurze Wellen in ihrer ganzen Ausdehnung unter Hochvakuum gesetzt werden.

Beseitigung des Antenneneffektes beim Richtungsempfang.

Brit. Pat. 287 491 (Nederl. Tel. Maatsch. Radio Holland, 21. März 1927), veröffentlicht am 16. Mai 1928.

Zur Beseitigung des Antenneneffektes beim Richtungs-Empfang mittels Rahmenantenne soll in beide Zweige der Zuleitung zum Rahmen eine Kopplungsspule L_1 bzw. L_2 (Fig. 18) eingeschaltet sein, deren gemeinsamer Ver-

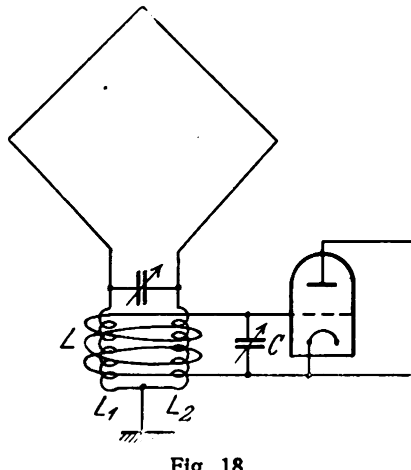


Fig. 18.

bindungspunkt geerdet ist. Der Gitterkreis C, L ist mit beiden Spulen so gekoppelt, daß die zur Erde fließenden Ströme sich kompensieren, während die Richtempfangsströme der Rahmenantenne sich addieren.

Beseitigung von Störungen bei Peilgeräten.

Franz. Pat. 635 849 (Soc. Franc. Radio-Electrique, 8. Oktober 1926), veröffentlicht am 26. März 1928.

Zur Beseitigung der Störungen, die durch Metallmassen, eiserne Maste u. dgl. auf die Rahmenantenne eines Peilgerätes ausgeübt werden, soll die Empfangsantenne A (Fig. 19) von einem Schutzrahmen R umgeben sein. Im Kreise dieses Schutzrahmens sind Widerstände W und Selbstinduktionen L einstellbar eingeschaltet, durch die

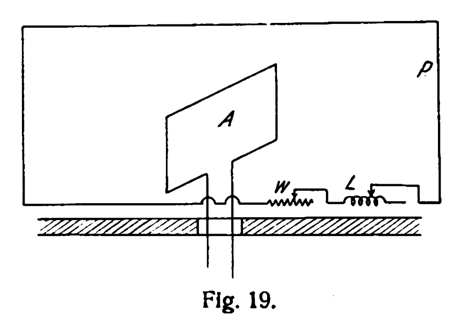


Fig. 19.

eine wirksame Kompensation der Störungen erzielt werden soll.

Bestimmung der Entfernung.

Brit. Pat. 288 233, (Koulikoff, Chilowsky, 6. April 1927), veröffentlicht am 31. Mai 1928.

Zur Bestimmung der Entfernung zweier Punkte sollen die von einem Punkte durch den Sender A (Fig. 20) ausgestrahlten Wellen am zweiten Punkte durch den Empfänger B aufgefangen werden und einen Sender C am gleichen Ort steuern. Am ersten Ort werden die von C kommenden Wellen durch einen Empfänger D aufgefangen und zur Modulation des Senders A benutzt. Die Modulationsanordnung am Sender A zeigt Fig. 21. Die Schwe-

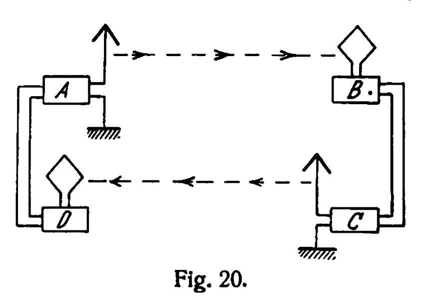


Fig. 20.

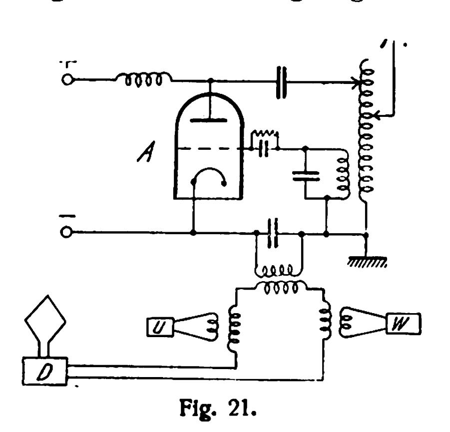


Fig. 21.

bungswellen werden unmittelbar oder nach Ueberlagerung durch einen Hilfssender U mit dem Wellenmesser W festgestellt.

Gleichwellensenden.

D.R.P. 462 905, Klasse 21a[4], Gruppe 55 (Lorenz), Pat. vom 4. Februar 1927, ausgegeben am 21. Juli 1928.

Beim Gleichwellensenden, bei dem mehrere Sender mit der gleichen Welle von einer Zentralstation gesteuert wer-

den, gibt es bestimmte Stellen zwischen den einzelnen Sendern, bei denen infolge von Interferenz der von den einzelnen Sendern ausgestrahlten Wellen eine Schwächung der Empfangslautstärke eintritt. Diese Störungen sollen erfindungsgemäß dadurch beseitigt werden, daß die Frequenz, Phase oder Amplitude eines oder mehrerer Sender periodischen Schwankungen unterworfen wird, die so rasch erfolgen, daß sie den Empfang nicht stören.

Hochfrequenztelegraphie längs Hochspannungsleitungen.

D.R.P. 462 288, Klasse 21a^4, Gruppe 59 (Telefunken), Pat. vom 21. Juli 1920, ausgegeben am 10. Juli 1928.

Gemäß der Erfindung soll zwischen der Hochspannungsleitung *l* (Fig. 22) und dem Kopplungselement *k* ein

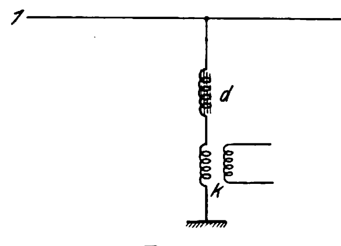


Fig. 22.

Widerstandselement *d* eingeschaltet sein, das für die Hochspannungsfrequenz einen hohen Widerstand, für die Hochfrequenz jedoch einen geringen Widerstand besitzt, so daß das Kopplungselement für die Hochspannungsfrequenz nahezu Erdpotential besitzt.

Kerrzelle für Lichtsteuerung (Bildtelegraphie).

D.R.P. 462 579, Klasse 21a^4, Gruppe 32 (Karolus), Pat. vom 7. Mai 1925, ausgegeben am 14. Juli 1928.

Bei den gebräuchlichen Kerrzellen, bei denen zwischen planparallelen Kondensatorplatten ein flüssiges Dielektrikum untergebracht ist, müssen die Kondensatorplatten möglichst weit genähert werden, um mit kleinen Steuerspannungen auszukommen. Dadurch entsteht aber die Schwierigkeit, eine genügende Lichtmenge durch den Kondensator hindurchzubringen. Erfindungsgemäß soll die Zelle nicht in den Strahlengang eines parallelen Licht-

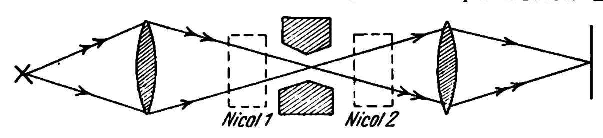


Fig. 23.

bündels, sondern in den Schnittpunkt eines konvergenten Lichtbündels gestellt werden. Die Kondensatorplatten der Kerrzelle sind in diesem Falle zweckmäßig nicht planparallel, sondern winklig gegeneinander gestellt oder gekrümmt, wie dies die Fig. 23 zeigt.

Oxydkathode.

Brit. Pat. 289 424 (De Forest Phonofilms, 27. April 1927), veröffentlicht am 20. Juni 1928.

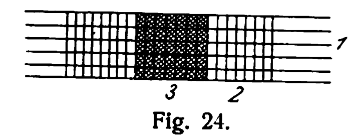


Fig. 24.

Die in Fig. 24 dargestellte Oxydkathode soll aus einer Anzahl Parallel-Heizfäden 1 bestehen, die durch Querfäden 2 miteinander verbunden bzw. verflochten sind. Dieses Drahtgeflecht ist mit einer emittierenden Schicht 3 aus Oxyden der seltenen Erden oder Barium, Calcium, Strontium bedeckt.

Magnetkern.

D.R.P. 460 645, Klasse 21g, Gruppe 31 (Siemens & Halske), Pat. vom 24. Januar 1926, ausgegeben am 4. Juni 1928.

Zur Herstellung von Magnetkernen soll erfindungsgemäß Eisenschwamm verwendet werden, das z. B. nach dem Zermahlen mit Isoliermaterial gemischt und gepreßt wird.

Di neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
*460 645	21g/31	4. 6. 28	Herstellung von Magnetkernen
460 852	21c/55	11. 6. 28	Regelwiderstand
*460 868	21a^4/3	6. 6. 28	Löschfunkenstrecke
460 941	21c/22	7. 6. 28	Steckerstift mit federnden Lamellen
*461 142	21a^4/66	14. 6. 28	Kurzwellen-Antenne
*461 147	21g/31	14. 6. 28	PiezoelektrischeErzeugung mechanischer Schwingungen
461 171	21c/13	16. 6. 28	Abspannisolator
461 186	21a/25	14. 6. 28	Lautsprecher-Schalltrichter
461 191	21g/31	16. 6. 28	Magnetkern
*461 497	21g/31	26. 6. 28	Ermittlung der Achsenrichtung von Piezokristallen
*461 544	21a^4/50	23. 6. 28	Gegensprechen
*461 561	21a^4/6	23. 6. 28	Einschaltung von Hochfrequenzanlagen
*461 562	21a^4/9	23. 6. 28	Kurzwellensender
461 693	21g/13	4. 7. 28	Herstellung von Oxydkathoden
461 711	21a^4/25	27. 6. 28	Wahrnehmbarmachung niederfrequenter Ströme
*461 764	21a^4/3	27. 6. 28	Löschfunkenstrecke
461 815	21a^2/1	3. 7. 28	Lautsprecher
461 817	21a^4/22	7. 7. 28	Siebketten zur Störbefreiung
461 903	21c/22	2. 7. 28	Steckerstift
*461 905	21c/59	2. 7. 28	Konstanthaltung der Tourenzahl
461 908	21g/30	2. 7. 28	Elektrische Bodenforschung
461 947	21a^1/5	7. 7. 28	Walzensteuerung für Bildübertragungsempfänger
461 948	21a^4/29	11. 7. 28	Empfänger mit Mehrfachröhre
462 083	21a^2/41	6. 7. 28	Zwischenverstärker
462 258	21c/22	7. 7. 28	Steckerbuchse
*462 288	21a^4/59	10. 7. 28	Hochfrequenztelegraphie längsLeitungen
462 308	21g/10	9. 7. 28	Drehkondensator
462 342	21a^2/1	9. 7. 28	Bestimmung der Empfindlichkeit von Kopfhörern
462 420	21a^2/21	11. 7. 28	Hörer-Befestigung
462 421	21b/3	10. 7. 28	Taschenlampenbatterien für Anodenbatterien
462 459	21c/22	12. 7. 28	Steckkontakt
*462 579	21a^1/32	14. 7. 28	Lichtelektrische Zelle für Bildtelegraphie
462 580	21a^4/59	18. 7. 28	Antenne zur Kopplung mit Freileitungen
462 662	21a^4/71	16. 7. 28	Messung von Wellenlängen
462 715	21a^4/70	18. 7. 28	Einstellvorrichtung
462 847	21a^2/11	20. 7. 28	Schallkegel für Lautsprecher
*462 848	21a^4/8	19. 7. 28	Piezoelement
*462 849	21a^4/15	18. 7. 28	Steuerung von fremderregten Röhrensendern
462 904	21a^2/1	18. 7. 28	Schallfläche für Lautsprecher
*462 905	21a^4/55	21. 7. 28	Gleichwellensenden
462 949	21a^4/38	20. 7. 28	Detektor
462 950	21a^4/68	20. 7. 28	Herstellung von Toroidspulen
462 980	21a^4/8	21. 7. 28	Röhrensender
*463 076	21a^4/48	21. 7. 28	Messung von Phasen- bzw. Zeitunterschieden
*463 188	21a^4/8	25. 7. 28	Piezoelektrische Einrichtung

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Band 32 **Oktober 1928** **Heft 4**

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie



Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

herausgegeben von

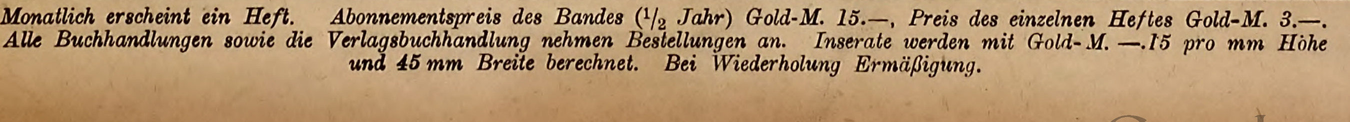
Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1 9 2 8





Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.





Band 32 Oktober 1928 Heft 4

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite
A. Meißner und H. Rothe: Über die Bestimmung des günstigsten Ausstrahlwinkels bei horizontalen Antennen. (Mit 4 Figuren im Text). 113
Yasusi Watanabe: Über die vermittels einer Stimmgabel erregten Röhrenoszillatoren. (Mit 16 Figuren im Text). 116
K. Sreenivasan: Über die Wellenausbreitung in einem dispergierenden Medium. (Mit 2 Figuren im Text). 121
J. Fuchs: Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die Ausbreitung kurzer Wellen. (Mit 5 Figuren im Text). 125
L. Bergmann: Eine vereinfachte Schaltung für die Aufnahme von Röhrenkennlinien. (Mit 5 Figuren im Text). 129
Ferdinand Trendelenburg: Zusammenfassender Bericht. Über neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten. (Mit 9 Figuren im Text). 131

Referate
E. O. Hulburt (J. Zenneck): Die Absorption von Wellen in der oberen Atmosphäre. (Mit 3 Figuren im Text). 135
E. O. Hulburt (J. Zenneck): Die Ionisation in der oberen Atmosphäre. 136

Referate Seite
E. V. Appleton und J. A. Ratcliffe (J. Zenneck): Eine Methode zur Bestimmung des Polarisationszustandes von Wellen, die aus der Atmosphäre zurückkommen. (Mit 3 Figuren im Text). . . . 136
R. A. Heising (J. Zenneck): Versuche und Beobachtungen betr. der ionisierten Schichten der Atmosphäre. (Mit 5 Figuren im Text). . 138
R. H. Barfield (E. Lübcke): Die Schwächung elektrischer Wellen über Land. (Mit 4 Figuren im Text). 139
T. L. Eckersley (J. Zenneck): Die Polarisation und Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen. (Mit einer Figur im Text) . . 141
L. W. Austin und I. J. Wymore (J. Zenneck): Der Einfluß der Sonnentätigkeit auf die drahtl. Telegraphie. (Mit 1 Figur im Text). 141
H. C. Hazel (J. Zenneck): Eine neue Methode zur Eichung von Strommessern bei Hochfrequenz. (Mit einer Figur im Text). . . . 141
L. E. McCarty (J. Zenneck): Die Beziehung zwischen Anodenstrom und -spannung in Verstärkerröhren, abgeleitet aus der Bewegung der Elektronen. 142
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 18 Figuren im Text.). . . . 142
Bücher (Eingegangene Bücher). 146
Bücher-Besprechungen. 146

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Über die Bestimmung des günstigsten Ausstrahlwinkels bei horizontalen Antennen.

Von **A. Meißner** und **H. Rothe.**

Mitteilungen aus dem Laboratorium der Telefunkengesellschaft.

Um die Wirkung von horizontalen Antennen technisch günstig ausnützen zu können, zeigte es sich bei unseren ersten Versuchen mit horizontalen Antennen im August und September 1925[1]) als notwendig, die Strahlung der Antennen in den für die Ausstrahlung günstigsten Winkel zu konzentrieren. Man versuchte zunächst, dieses Ziel durch die Kombination mehrerer horizontaler Antennen in einer horizontalen Ebene (die Antennen lagen in $\lambda/2$ Abstand nebeneinander) mit der entsprechenden Fläche von Reflektoren in $\lambda/4$ Abstand darunter zu erreichen. Zur Einstellung eines bestimmten Ausstrahlwinkels mußten die einzelnen Antennen in bestimmter Phasenverschiebung gegeneinander erregt werden. Die Einstellung der entsprechenden Phasen zwischen den Antennen machte keine Schwierigkeit, aber es fehlte der Phasen-Indikator, der angab, welche Phase nun tatsächlich in jeder Antenne vorhanden war. Man war daher gezwungen, zum einfachen horizontalen Antennensystem zurückzukehren und die Strahlung an ihm durch einen parabolischen Reflektor zu konzentrieren. Der erste Parabel-Reflektor wurde aus Kupferblech gebaut für eine Welle von 11 m. Für diese Welle wurde beim Drehen des Reflektors ein günstigster Ausstrahlwinkel bei 38°, ein zweiter etwas ungünstigerer Winkel bei 80° gefunden. Der Reflektor konnte nur bis zum Winkel von etwa 35° gegen die Horizontale gesenkt werden. Es wurde daher ein feststehendes Reflektorsystem, das leicht auf 0°, 10°, 20°, 30° Ausstrahlung umgebaut werden konnte, zum Vergleich neben dem Drehreflektor aufgestellt. Der Vergleichs-Reflektor war ein Draht-Reflektor. — Versuche hatten inzwischen ergeben, daß das Blech durch Drähte ersetzt werden konnte, ja der Draht-Reflektor war dem Blech-Reflektor eher etwas überlegen. — Der feste Reflektor zeigte bei den Ausstrahlungswinkeln 0°, 10°, 20° und der damaligen Versuchswelle von 11 m keine eindeutig feststellbaren Unterschiede gegenüber dem Metall-Reflektor bei 38°.

In weiteren Versuchen sollte nun der günstigste Ausstrahlwinkel auch bei den Betriebswellen, den Wellen über 15 m, bestimmt werden.

Versuche bei $\lambda = 20$ m.

Der bestehende Reflektor wurde für die längeren Wellen vergrößert. Zu den vorhandenen drei, die Reflektorflächen tragenden parabolischen Holzbogen wurde auf jeder Seite in 5 m Abstand je ein weiterer Bogen zugefügt, so daß in den Reflektor eine zwei Halbwellen lange, gleichphasig schwingende Antenne für $\lambda = 20$ m eingebaut werden konnte. Die Antenne hing wieder in der Brennlinie des Reflektors (5 m vom Scheitel der Parabel entfernt — Oeffnungsweite der Parabel 20 m). Die Parabelfläche wurde durch 9 Reflektordrähte (9,60 m lang) gebildet. In Vorversuchen war die günstigste Länge der Reflektordrähte sowie die mit dem verwendeten Reflektorsystem erreichbare Konzentration der Strahlung beimmt worden, und zwar mit einem dem horizontalliegenden drehbaren Reflektor entsprechenden senkrecht stehenden Parabel-Reflektor-System, dessen Oeffnungsweite 15 m bei einer Brennweite von ca 3,75 m betrug. Die Versuche wurden mit einer Wellenlänge $\lambda = 15$ m ausgeführt. Die Sendeantenne war ein $\lambda/2$ langer, mit dem Mittelpunkt $\lambda/2$ über der Erde hän-

[1]) s. A. Meißner: Ueber Raumstrahlung, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 30, S. 77, 1927; Telefunken-Zeitung Oktober 1927.

gender vertikaler Dipol; erregt im unteren Spannungsbauch durch ein $\lambda/4$ langes Doppelleitungssystem (Abstand der Drähte 15 cm). Die eine Energieleitung endete in $\lambda/4$ über dem Boden, an die andere Energieleitung war direkt die $\lambda/2$ lange Antenne angeschlossen. Bei der Untersuchung des Einflusses der Zahl und Abstimmung der Reflektordrähte zeigte sich, daß 5 Reflektordrähte bei einer Parabel mit einer Oeffnungsweite $= \lambda$ ausreichen und eine Erhöhung der Drahtzahl keine Verbesserung der Konzentration mit sich bringt. Bei Veränderung der Länge der Reflektordrähte erhielt man ein flachverlaufendes Maximum der Feldstärke vor dem Reflektor. Das Optimum liegt bei einer Eigenwelle der Reflektordrähte, angenähert 5 Prozent länger als die halbe Betriebswellenlänge. Fig. 1 zeigt das Strahlungs-Diagramm bei der günstigsten Abstimmung des Reflektors. Es ist in einer Entfernung von ca. 10 Wellen mit Hilfe eines abgestimmten Audionempfängers aufgenommen und gibt der Feldstärke proportionale Werte an. Man erkennt, daß die Konzentration verhältnismäßig unscharf ist. Die Feldstärke ist vor dem Reflektor innerhalb eines Winkels von ungefähr 40° fast konstant. Im Maximum ist sie ungefähr doppelt so groß wie die Feldstärke des vertikalen Dipols allein, die durch die gestrichelt eingetragene Kurve wiedergegeben ist. Die Unsymmetrie dieser Kurve dürfte durch in der Nähe stehende Antennensysteme verursacht sein.

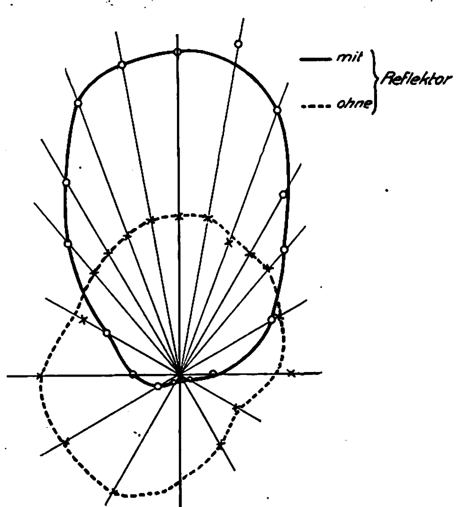


Fig. 1.
Strahlungsfeld eines vertikalen Dipols mit und ohne Parabol-Reflektor.

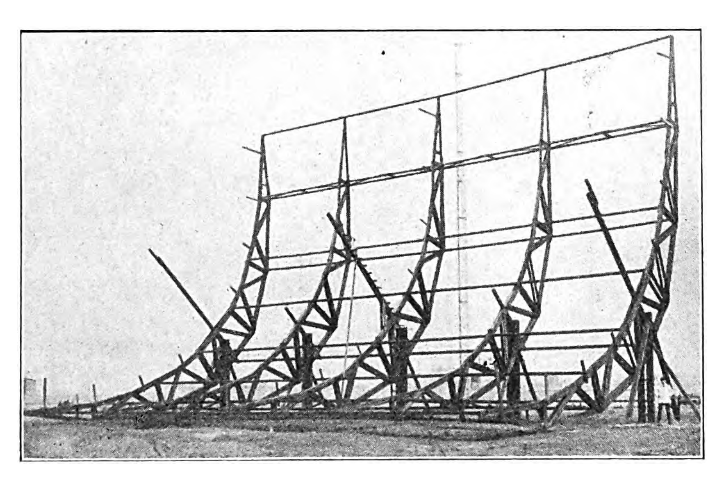
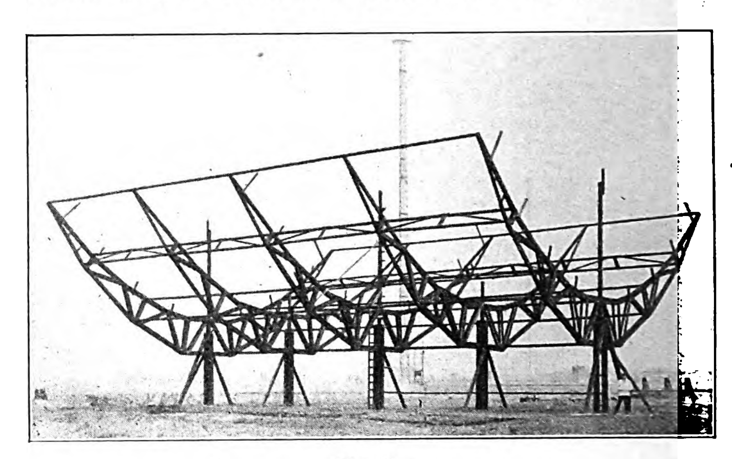

Fig. 2.
Drehreflektor bei Ausstrahlwinkel 40°.

Fig. 2 zeigt den Drehreflektor in der Stellung: Ausstrahlwinkel $= 40°$, Fig. 3 in der Stellung: Ausstrahlwinkel $= 90°$. Der Reflektor konnte innerhalb von 6 Minuten von 40° gegen die Horizontale in der Richtung Buenos-Aires über 90° bis 40° gegen die Horizontale in der anderen, nach der vom Empfänger abgewendeten Richtung gedreht werden. Der Bau und die Konstruktion des Systems lag wieder in den Händen des Herrn Joh. Pohl. Der Sender war ein selbsterregter, mit Wechselspannung (500 ~) gespeister Gegentaktröhrensender. Der Antenne wurde die Energie durch eine 30 m lange Doppelleitung (Drahtabstand 12 cm) zugeführt. Durch entsprechende Ankopplung der Energieleitung an die Antenne waren stehende Wellen auf der Energieleitung vermieden. Die Antennenleistung betrug ca. 2 kW. Empfangen wurde in Buenos-Aires von Herrn A. Ellerbrock. Gemessen wurde nach der Parallel-Ohm-Methode. Die Winkelversuche wurden an zwei Tagen (31. 11. und 1. 12. 1927) zwischen 11 und 12^h und $18-21^h$ durch kontinuierliches Drehen des Reflektors zwischen den genannten Winkeln innerhalb 6 Minuten ausgeführt. Insgesamt ergaben sich 38 Beobachtungswerte. Einie von diesen sind freilich durch Fadingsschwankungen ziemlich gestört. Die Mittelwerte der Empfangsresultate entsprechen angenähert der Fig. 4. Die ausgezogene Kurve gilt für die Versuche am ersten Versuchstag, die strichlierte Kurve für den zweiten Versuchstag. Die Empfangsresultate an beiden Tagen zeigen, daß die günstigste Ausstrah-


Fig. 3.
Drehreflektor bei Ausstrahlwinkel 90°.

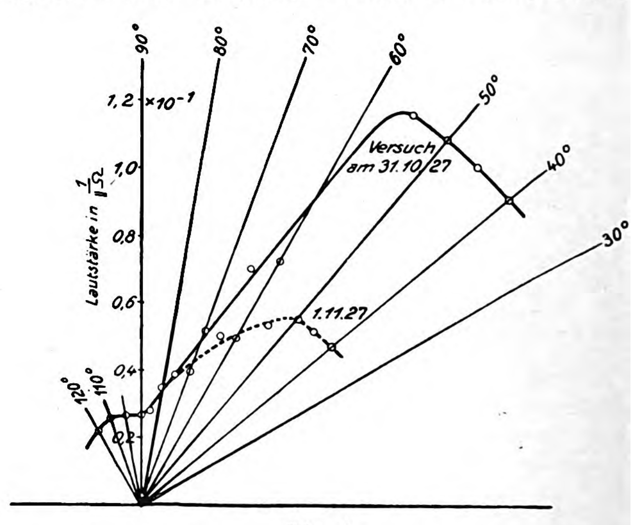


Fig. 4.
Empfangslautstärke in Buenos-Aires beim Drehen des Reflektors.

lung des Drehreflektors bei seinem kleinsten Winkel, 40—50°, liegt. Um nun zu untersuchen, ob evtl. Ausstrahlwinkel kleiner als 40° noch günstiger waren, wurde wieder neben den Drehreflektor ein feststehendes Reflektorsystem angeordnet, genau so gebaut wie das Drehsystem; es konnte leicht innerhalb einer Stunde auf jeden beliebigen Winkel zwischen 0 und 40° eingestellt werden. Der feste Reflektor wurde jeweils mit der günstigsten Stellung des Drehreflektors (40°) verglichen. Es zeigte sich hier nun zunächst, daß der feste Reflektor bei gleichem Ausstrahlwinkel dem beweglichen immer etwas überlegen war, etwa im Verhältnis 1,3 : 1. Vielleicht lag es daran, daß beim Drehreflektor Verluste in den Holzteilen vorhanden waren, zum Teil lag es wohl auch daran, daß die Antenne des festen Reflektorsystems etwas höher (h = 11 m) lag als die Antenne des Drehreflektors (h = 8 m). Die Tabelle zeigt die Vergleichswerte zwischen Drehreflektor und festem Reflektor bei verschiedener Winkeleinstellung des festen Reflektors (Lautstärke in Buenos Aires).

Tabelle:

Drehreflektor	40°	1
fester Reflektor	40°	1,3
„ „	30°	1,5
„ „	20°	2
„ „	10°	2,5
„ „	0°	5

Hiernach sind eindeutig die Ausstrahlwinkel zwischen 0° und 20° dem Ausstrahlwinkel zwischen 40° und 50° des Drehreflektors überlegen. Daß der Winkel 0° gerade hier als so besonders günstig hervortritt, liegt vielleicht auch daran, daß durch den reflektierenden Einfluß der Erde die an sich sehr gestreute Strahlung des Reflektors (s. Fig. 1) stärker konzentriert wird, wie überhaupt beim Aussenden horizontal polarisierter Strahlung der Einfluß der Erde auf die Abbeugung des Strahles nach oben von sehr großer Bedeutung sein dürfte[2]).

Versuche bei 15 m Welle.

Die Empfangsresultate bei $\lambda = 15$ m mit dem Drehreflektor führten zu den gleichen Ergebnissen wie bei der Welle 20 m. Die Drehversuche wurden durchgeführt am 16. und 17. Dezember 1927 in der Zeit zwischen 12 und 15^h MEZ. Der Verlauf der Empfangswerte beim Drehen des Reflektors war ganz ähnlich demjenigen bei der Welle 20 m (Fig. 4). Das Empfangsmaximum lag bei 40°. Auch hier wurde wieder der Drehreflektor mit dem feststehenden Reflektor in den Stellungen 0°, 10° und 20° verglichen. Die Empfangswerte bei diesem Vergleich waren nicht so eindeutig wie bei der Welle 20 m, da an der Empfangsstelle die Methode der Lautstärkenmessung geändert und unzuverlässig geworden war. Aber so viel konnte man aus den Meßwerten ersehen, daß der Empfang bei horizontaler Ausstrahlung mindestens doppelt so gut war wie derjenige bei einem Ausstrahlwinkel von 40°. Bestätigt wurden diese Ergebnisse durch Versuche mit dem Betriebssender AGA, $\lambda = 15$ m, wo durch die Veränderung des Winkels von 40° auf 0° die Lautstärke auf das 3- bis 4fache zunahm. Ebenso sind diese Ergebnisse bestätigt worden durch Versuche bei dem Bau der neuen Telefunken-Antennen.

Die hier gewonnene Erkenntnis, daß die günstigste Ausstrahlung der horizontalen Antennen bei einer Strahlung angenähert parallel der Erdoberfläche die zweckmäßigste ist, zeigte, daß man auf den konstruktiv immerhin nicht angenehmen Parabol-Reflektor verzichten konnte, da sich eine horizontale Strahlung leichter mit ebenen Antennen und Reflektoren erzielen läßt. Versuche mit derartigen Antennen wurden parallel zu den hier geschilderten vorgenommen. Hierüber wird an anderer Stelle berichtet werden.

Mit dem obigen, in Fig. 2 und 3 abgebildeten Drehreflektor in Kombination mit dem danebenstehenden, für horizontale Strahlung gebauten feststehenden Reflektorsystem wurde auch versucht, den günstigsten Einstrahlwinkel der horizontalen Komponente der Empfangsstrahlung zu bestimmen. An die Energieleitung der in der Parabel hängenden Antennen wurde ein moderner Kurzwellenempfänger (2fach-Hochfrequenzverstärkung, 2fach-Niederfrequenzverstärkung, getrennter Ueberlagerer) gelegt. Der Versuch wurde von Herrn A. Gothe durchgeführt. Während des Empfanges wurde der Reflektor von 40° bis 120° gedreht. Es zeigte sich beim Drehen, daß der Empfang im Bereich von 40° bis ca. 60° konstant blieb. Von 60° bis 90° und 120° nahm die Lautstärke kontinuierlich ab. Der Empfang mit dem auf 0° eingestellten Reflektor war gerade feststellbar etwas besser als mit dem Reflektor bei 40°. (Die Antenne des festen Reflektors hing 11 m hoch, die Antenne des Drehreflektors 8 m.) Die Lautstärke für die Einstrahlwinkel 0—40° zu der bei dem Winkel 90° verhält sich ungefähr so wie 1 : 4. Hiernach ist anzunehmen, daß auch die ankommende horizontale Strahlung unter einem flachen Winkel auf das Antennensystem zur Wirkung kommt, d. h. man kann auch für den Empfang der horizontalen Komponente der Einstrahlung dieselben Antennenanordnungen verwenden, die für den Sender als zweckmäßigst gefunden wurden. Freilich hatte obiger Empfangsversuch nur bedingten Wert. Die Versuche konnten nur an einigen Vormittagsstunden während einer Betriebspause der großen Sender in Nauen ausgeführt werden (der Drehreflektor steht auf dem Gelände der Großstation Nauen).

Zusammenfassung.

Es wurde für die Tagesverkehrswellen mit Südamerika ($\lambda = 15$ m und 20 m) der günstigste Ausstrahlwinkel am Sender beim Senden mit horizontaler Polarisation mit Hilfe einer horizontalen Mehrfachantenne und eines parabolischen Reflektors bestimmt. Die Oeffnungsweite des Reflektors war angenähert gleich der Wellenlänge. Sein Ausstrahlwinkel konnte zwischen 0° und 120° geändert werden. Mit diesem starkstreuenden Reflektorsystem ergab sich die günstigste Ausstrahlung bei einem Ausstrahlwinkel von 0°, d. h. einer Ausstrahlung angenähert parallel der Erdoberfläche.

Empfangsversuche mit demselben parabelförmigen Antennensystem zeigen, daß auch die horizontale Komponente einer von Südamerika ankommenden Strahlung mit einem Winkel unterhalb 40° einfällt.

(Eingegangen am 13. Juni 1928.)

[2]) Auf Grund von Versuchen mit in verschiedener Höhe hängenden einfachen vertikalen Dipolen hatte schon im Jahre 1926 T. L. Eckersley angenommen, daß für die vertikalen Antennen die horizontale Ausstrahlung am Sender die günstigste wäre. (S. a. Journal of Inst. El. Eng. **65**, S. 601, 1927.

Über die vermittels einer Stimmgabel erregten Röhrenoszillatoren.

Von Yasusi Watanabe, Berlin.

Der Hauptzweck der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Eigenschaften eines Röhrenoszillators, dessen Rückkopplung über die mechanische Schwingung einer Stimmgabel erfolgt.

Einige Stimmgabeloszillatoren, die als sichere Mittel zur Konstanthaltung der Frequenz von Niederfrequenzoszillatoren gelten, werden untersucht.

Ein elektrisches Ersatzschema wird durch die Einführung der gegenseitigen und der Selbstbewegungsimpedanz der Stimmgabel angegeben und der Unterschied zwischen der Eigenfrequenz der Stimmgabel und der Frequenz der erzeugten elektrischen Schwingung wird erklärt.

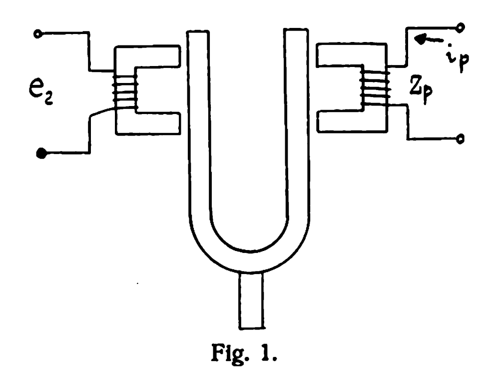


Fig. 1.

I. Bewegungsimpedanz als Reaktion der mechanischen Schwingung.

Wir betrachten zunächst die einfache elektro-mechanische Kopplung, vermittels einer Stimmgabel zu denken, wie sie in Fig. 1 dargestellt ist, wobei kein Strom im sekundären Kreis sich ergibt. Wir nehmen erstens an, daß die primären und sekundären Magneten von ganz gleicher Konstruktion sind, und zweitens, daß die konstante magnetische Induktion größer als die wechselnde magnetische Induktion ist. Die mechanische Wechselkraft F sei durch folgende Formel gegeben:

$$F = A\, i_p = \left(\frac{2\, B_o\, N}{\mathfrak{R}}\right) i_p. \qquad (1)$$

Hierin bezeichnet i_p den Strom in der Primärspule, A den sogenannten Kraftfaktor, B_o die konstante magnetische Induktion, N die Zahl der Windungen und $\mathfrak{R}$ die Reluktanz des magnetischen Kreises.

Wenn wir die Geschwindigkeit der mechanischen Bewegung mit v und die EMK, die durch die Schwingung der Stimmgabel in der Spule induziert wird, mit e_o bezeichnen, so erhalten wir nach einfacher Ueberlegung die folgenden Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} v &= \frac{F}{\mathfrak{z}_m} = \frac{A}{\mathfrak{z}_m} \cdot i_p \\ e_o &= A\, v = \frac{A^2}{\mathfrak{z}_m} \cdot i_p \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

wobei $\mathfrak{z}_m =$ die mechanische Impedanz der Stimmgabel

$$= r + j\left(\omega\, m - \frac{S}{\omega}\right) \qquad (3)$$

bezeichnet. Dann ergibt sich die EMK und die primäre gesamte Impedanz zu

$$e_2 = \pm\left(\frac{A^2}{\mathfrak{z}_m}\right) i_p = \pm\, Z_m \cdot i_p \qquad (4)$$

bzw. $$Z_p' = Z_p + \frac{A^2}{\mathfrak{z}_m} = Z_p + Z_m. \qquad (5)$$

Es ist sehr wichtig, diese Bewegungsimpedanz Z_m, die die Rückwirkung der mechanischen Schwingung auf den elektrischen Kreis bedeutet, näher zu untersuchen.

Z_m in Gl. (4) kann als gegenseitige Bewegungsimpedanz bezeichnet werden und Z_m in Gl. (5) als Selbst-Bewegungsimpedanz.

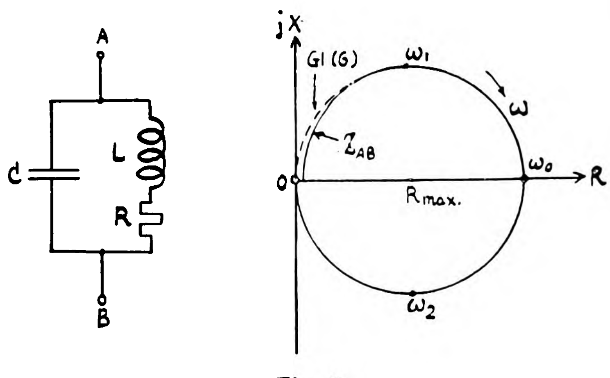


Fig. 2.

Das elektrische Ersatzschema für Z_m.

Die gesamte Impedanz des Schwingungskreises in Parallelschaltung gemäß Fig. 2 ist

$$Z_{AB} = \frac{R + j\,\omega\, L}{j\,\omega\, C\left[R + j\left(\omega\, L - \frac{1}{\omega\, C}\right)\right]}.$$

Wenn wir den ohmschen Widerstand gegen ωL vernachlässigen, erhalten wir

$$Z_{AB} = \frac{L}{C\left[R + j\left(\omega\, L - \frac{1}{\omega\, C}\right)\right]}. \qquad (6)$$

Durch Vergleich dieser Gl. (6) mit Gl. (4) können wir die drei äquivalenten elektrischen Konstanten angeben

$$C = \frac{m}{A^2},\ L = \frac{A^2}{S},\ R = \frac{L\, r}{C\, A^2} = \frac{A^2\, r}{m\, S}. \qquad (7)$$

Die Messung der mechanischen Konstanten.

Die Methode zur Messung der Resonanz der Stimmgabelschwingung ist dadurch sehr leicht gemacht, daß wir direkt die induzierte EMK vermittels eines Wechselstrom-Potentiometers messen können. Eine Messungsschaltung ist in Fig. 3 dargestellt. Wir können aus dem experimentellen Resultat, das fast kreisförmig ist (Fig. 2), folgende Zusammenhänge entnehmen:

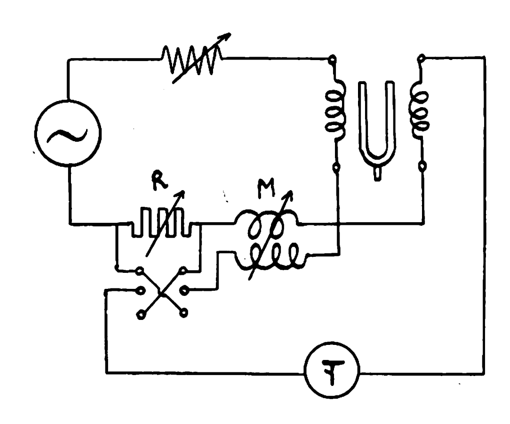


Fig. 3.

$$\omega_o^2 = \frac{S}{m}, \triangle_m = \frac{r}{2m} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2}, R_{max} = \frac{A^2}{r}. \quad (8)$$

Aus der Theorie von Raileigh wissen wir, daß m ungefähr gleich einem Viertel der gesamten Masse m_o der Stimmgabel ist, und können so die mechanischen Konstanten finden:

$$m = \frac{m_o}{4}, S = m\omega_o^2, r = 2\triangle_m \cdot m, A^2 = R_{max} \cdot r \quad (9)$$

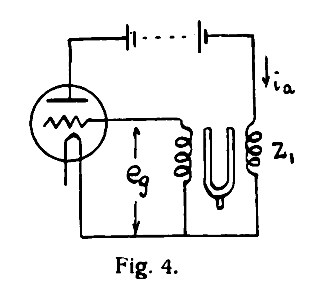


Fig. 4.

II. Stimmgabeloszillator. Type I.

Der einfachste Röhrenoszillator[1]) ist in Fig. 4 dargestellt, wobei die für die Schwingungserzeugung notwendige Rückkopplung durch die Reaktion der mechanischen Schwingung angegeben ist.

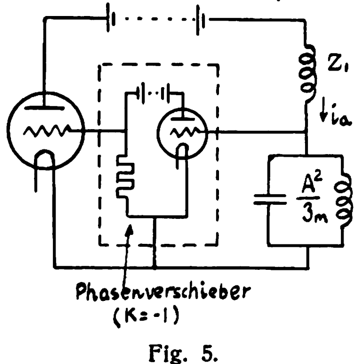


Fig. 5.

Es ist nach Gl. (4) und (5) verständlich, daß wir diesen Oszillator durch das Ersatzschema von Fig. 5 darstellen können. Hierzu muß man bemerken, daß die Gitterspannung e_g gleich $-\frac{A^2}{\mathfrak{z}_m} \cdot i_p$ sein muß, um die elektrische Schwingung zu erzeugen.

[1]. W. H. Eccles, Proc. Phys. Soc. 31, S. 269, 1919. E. A. Eckhardt, Phys. Rev. 17, S. 535, 1921. Seikichi Gimbo, J. I. E. E. of Japan, Aug. 1927.

Die Gleichung für die Bedingung der Schwingungserzeugung ergibt sich bei diesem Oszillator zu

$$\frac{e_g}{D} = -\frac{A^2 i_a}{\mathfrak{z}_m D} = -i_a\left(R_i + Z_1 + \frac{A^2}{\mathfrak{z}_m}\right) \quad (10)$$

oder

$$\frac{A^2}{\mathfrak{z}_m} = \frac{R_i + Z_1}{\frac{1}{D} - 1}. \quad (11)$$

Hierin bezeichnet in üblicher Weise D den Durchgriff und R_i den inneren Widerstand der Röhre.

Wir können aus Gl. (11) zwei weitere Gleichungen ableiten.

Die erste ist die Gleichung der Frequenz und lautet

$$\omega m - \frac{S}{\omega} + \frac{r\omega L_1}{R_i + R_1} = o. \quad (12)$$

Dann ist die Frequenz der erzeugten elektrischen Schwingung gleich

$$\omega = \sqrt{\frac{S}{m + \frac{r L_1}{R_i + R_1}}} \doteq \omega_o\left(1 - \frac{\triangle_m}{2\triangle_a}\right). \quad (13)$$

Dabei bezeichnet $\triangle_m = \frac{r}{2m}$ den Dämpfungsfaktor der Stimmgabel und $\triangle_a = \frac{R_i + R_1}{2L_1}$ den Dämpfungsfaktor des Anodenkreises.

Die zweite Gleichung, die sich aus Gl. (11) herleiten läßt, liefert die Amplitudenbedingung

$$\frac{A^2}{r} = \frac{R_i + R_1}{\frac{1}{D} - 1}\left[1 + \left(\frac{\omega L_1}{R_i + R_1}\right)^2\right]. \quad (14)$$

Wenn L_1 konstant und $R_i + R_1$ veränderlich ist, dann kann A^2/r das Minimum haben für den Fall, daß $R_i + R_1 = \omega L_1$ ist, und gleich ist

$$\left(\frac{A^2}{r}\right)_{min} = \frac{2(R_i + R_1)}{\frac{1}{D} - 1} = \frac{2\omega L_1}{\frac{1}{D} - 1}. \quad (14')$$

Es ist nach Gl. (13) notwendig, daß der Wert von $\triangle_a$ groß ist, um die Frequenz ganz nahe der Eigenfrequenz der

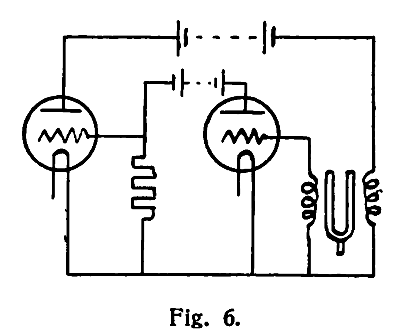


Fig. 6.

Stimmgabel zu bekommen. Aber es ist auch aus 'Gl. (14) zu ersehen, daß eine Zunahme des Anodenwiderstandes die Schwingungserzeugungskraft schädigt. Um diesen beiden Forderungen zu genügen, müssen wir den Röhrenverstärker benutzen, wie er in Fig. 6 dargestellt ist, mit dem Ergebnis, daß der scheinbare Durchgriff D zu $\frac{D}{K}$ vermindert wird. Hierbei bedeutet K den Verstärkungsgrad des Verstärkers.

Wenn wir einen Schwingungskreis in den Anodenkreis des Verstärkers einschalten, dann nimmt der Verlauf des Verstärkungsgrades K die Form einer Resonanzkurve an, und es tritt die scheinbare Wirkung ein, als ob die Resonanz der mechanischen Schwingung schärfer wird, d. h. die Frequenz des Oszillators der Eigenfrequenz der Stimmgabel immer näher kommt. Aber dieser Vorteil kann infolge der großen Dämpfung der Resonanzkurve für den Verstärkungsgrad nicht sehr groß sein.

III. Bewegungsimpedanz für den Fall mit sekundärem Strom.

Die Bewegungsimpedanz für die elektro-mechanische Kopplung vermittels einer Stimmgabel (Fig. 7) für den Fall,

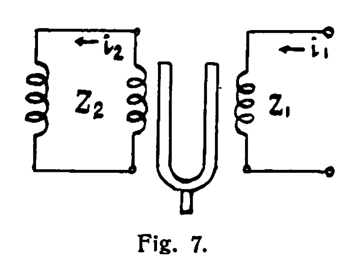


Fig. 7.

daß sich ein sekundärer Strom ergibt, wird, wie folgt, gefunden. Wenn wir den primären und sekundären Strom mit i_1 und i_2 bezeichnen, erhalten wir die folgenden Beziehungen:

mechanische Schwingungskraft $F = A(i_1 + i_2)$,

induzierte EMK $e_o = \frac{A^2}{\mathfrak{z}_m}(i_1 + i_2)$, und $i_2 = -\frac{e_o}{Z_2}$.

Wir erhalten folglich für die induzierte EMK die Gleichung

$$e_o = \frac{A^2}{\mathfrak{z}_m}\left(i_1 - \frac{e_o}{Z_2}\right) = \frac{i_1}{\mathfrak{z}_m/A^2 + 1/Z_2}. \tag{15}$$

Das elektrische Ersatzschema kann dann durch einen einfachen Kreis dargestellt werden, der aus einer Kombinationsimpedanz von zwei Impedanzen, $A^2/\mathfrak{z}_m$ und Z_2, besteht. Dieses Ersatzschema ist wichtig und nützlich für die Untersuchung von Stimmgabeloszillatoren, bei denen die Gitterspannung vom sekundären Strom abhängig ist, wie im nächsten Kapitel erläutert werden wird.

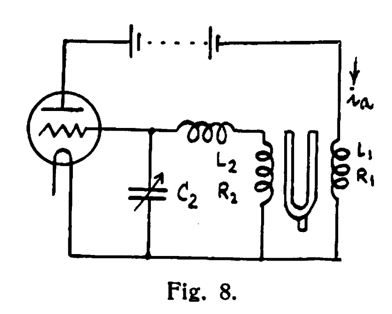


Fig. 8.

IV. Stimmgabeloszillator. Type II.

Mit Gitter-Abstimmungskreis.

Der Stimmgabeloszillator[2]), der einen Gitterabstimmungskreis hat, ist in Fig. 8 dargestellt. Das elektrische Ersatzschema kann nach einfacher Ueberlegung wie in Fig. 9 gezeichnet werden.

[2]) S. Butterworth, Proc. Phys. Soc. 38, S. 345, 1925.

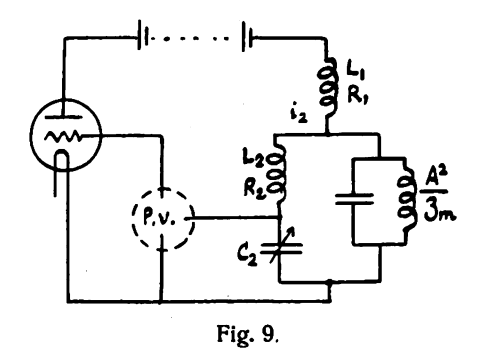


Fig. 9.

Die Gitterspannung ist gleich

$$e_g = \frac{i_2}{j\,\omega\,C_2} = -\frac{i_1}{j\,\omega\,C_2\,Z_2\left(\frac{\mathfrak{z}_m}{A^2} + \frac{1}{Z_2}\right)}, \tag{16}$$

wobei $$Z_2 = R_2 + j\left(\omega\,L_2 - \frac{1}{\omega\,C_2}\right).$$

Wir können für die Bedingung der Schwingungserzeugung die folgende Gleichung angeben:

$$\frac{e_g}{D} = i_a\,(R_i + Z_1 + Z_m),$$

wobei $$Z_m = \frac{1}{\frac{\mathfrak{z}_m}{A^2} + \frac{1}{Z_2}} \text{ ist,}$$

oder $$\frac{\mathfrak{z}_m}{A^2} = \frac{1}{Z_2}\left[\frac{1}{j\,\omega\,C_2\,D\,(R_i + Z_1)} - 1\right] - \frac{1}{R_i + Z_1}. \tag{17}$$

Wir können hier leicht erkennen, daß wir die Impedanz Z_2 kapazitativ wählen müssen.

Wenn wir ωL_1 gegen $R_i + R_1$ und R_2 gegen $\left(\frac{1}{\omega\,C_2} - \omega\,L_2\right)$ vernachlässigen, so erhalten wir

$$\frac{\mathfrak{z}_m}{A^2} = \frac{\frac{1}{D\,(1 - \omega^2\,C_2\,L_2)} - 1}{R_i + R_1} - \frac{j\,\omega\,C_2}{1 - \omega^2\,C_2\,L_2} \tag{18}$$

und demnach

$$\frac{\omega\,m - \frac{S}{\omega}}{A^2} + \frac{\omega\,C_2}{1 - \omega^2\,C_2\,L_2} = o \tag{19}$$

$$\frac{1}{D\,(1 - \omega^2\,C_2\,L_2)} - 1 = \frac{r}{A^2}(R_i + R_1). \tag{20}$$

Nach einfacher Rechnung haben wir

$$\omega^2 = \frac{S}{m}\left[1 - D\,C_2\frac{r}{m}\left(R_i + R_1 + \frac{A^2}{r}\right)\right] \doteqdot \omega_o^2\left(1 - \frac{C_2}{\mu}\frac{r}{m}\right) \tag{19'}$$

wobei $\mu = \frac{1}{R_i\,D}$ = Steilheit der Röhre.

$$\frac{A^2}{r} = \frac{R_i + R_1}{\frac{1}{D\,(1 - \omega^2\,C_2\,L_2)} - 1} \tag{20'}$$

Wir können vermittels des Gitterabstimmungskreises die Schwingungserzeugung verstärken; aber es entsteht dadurch der Nachteil, daß die Frequenz von diesem sekundären Kreis abhängig ist.

V. Stimmgabeloszillator. Type III.

Mit Gitter- und Anoden-Abstimmungskreis.

Wir haben im vorangehenden Kapitel schon gesehen, daß der Gitterabstimmungskreis des Oszillators Type II

nicht auf Resonanz abgestimmt werden kann, weil die Gitterspannung dann nicht in gleicher Phase mit dem Anodenstrom ist.

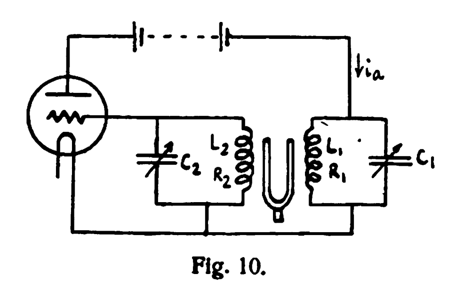


Fig. 10.

In dem Oszillator[3]) nach Fig. 10, der einen Anoden- und einen Gitterabstimmungskreis enthält, können wir aber auf Resonanz abstimmen.

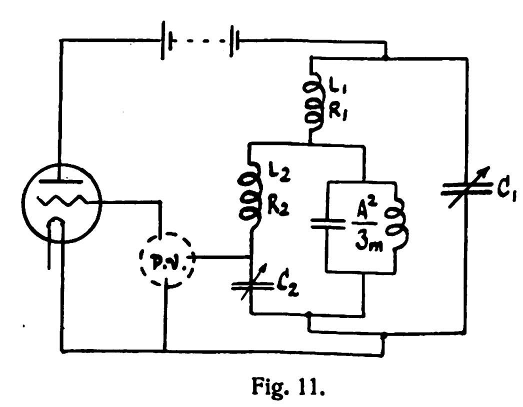


Fig. 11.

Fig. 11 stellt das Ersatzschema dar. Wir können in gleicher Weise die Gleichung für die Schwingungserzeugung angeben.

$$\frac{-1}{j\,\omega\,C_2\,D\left(1+\frac{Z_2\,\mathfrak{z}m}{A^2}\right)}=R_i+(1+j\,\omega\,C_1\,R_i)\left[Z_1+\frac{Z_2}{1+\frac{Z_2\,\mathfrak{z}m}{A^2}}\right] \tag{21}$$

Wenn wir bezeichnen

$$1+\frac{Z_2\,\mathfrak{z}m}{A^2}=a+j\,b,$$

so erhalten wir die folgenden zwei Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} a\,(1-\omega^2\,C_1\,L_1)-b\left(\omega\,C_1\,R_1+\frac{\omega\,L_1}{R_i}\right)& \\ -\,\omega\,C_1\left(\omega\,L_2-\frac{1}{\omega\,C_2}\right)=o.& \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{-1}{D\,R_i\,\omega\,C_2}+a\left(\omega\,C_1\,R_2+\frac{\omega\,L_1}{R_i}\right)+b\,(1-\omega^2\,C_1\,L_1)& \\ +\,\omega\,C_1\,R_2=o.& \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

Wir müssen Gl. (22) noch weiter untersuchen, um die Abhängigkeit der Frequenz von den Kreiskonstanten zu erkennen. Es ist aber ein wenig kompliziert, diese Gleichungen ausführlich zu berechnen.

Wir wollen zunächst einen besonderen Fall herausgreifen, wobei beide Schwingungskreise auf den Wert ω_0 abgestimmt werden, wobei

$$\omega_o^2=\frac{S}{m}=\frac{1}{C_1L_1}=\frac{1}{C_2L_2}.$$

[3]) Butterworth a. a. O., D. W. Dye, Proc. Royal Soc. 103, S. 241, 1923.

Es ist zu beachten, daß dieses elektrische System drei erzeugbare Kopplungsfrequenzen haben kann, und daß, wie Butterworth[4]) in seinem Aufsatz darlegt, die elektrische Schwingung, deren Frequenz der Eigenfrequenz $\omega_o/2\pi$ am nächsten ist, am leichtesten erzeugt werden kann.

Wir wollen zunächst nur diese Schwingung beachten. Nach einiger Berechnung ist die Kreisfrequenz gegeben zu

$$\omega \doteqdot \omega_o\left\{1+\frac{R_1\left(1+\frac{r\,R_2}{A^2}\right)+R_2}{2R_i\left[\left(1+\frac{r\,R_2}{A^2}\right)+\frac{L_2\,m}{A^2}\left(\frac{r}{m}+\frac{R_2}{L_2}\right)\left(\frac{R_1}{L_1}+\frac{1}{R_i\,C_1}\right)+\frac{L_2}{L_1}\right]}\right. \tag{24}$$

In der Annahme, daß $\omega=\omega_o$ ist, ergibt sich die Amplitudebedingung zu

$$\frac{A^2}{r}=\frac{R_2\left(1+\frac{R_i\,C_2\,R_1}{L_1}\right)}{\frac{1}{D}-\frac{R_i\,C_2\,(R_1+R_2)}{L_1}-\frac{C_2}{C_1}}. \tag{24'}$$

Hier ist zu bemerken, daß wir die Werte von R_1, R_2 und C_2 vermindern müssen, um die Schwingungserzeugungskraft zu erhöhen.

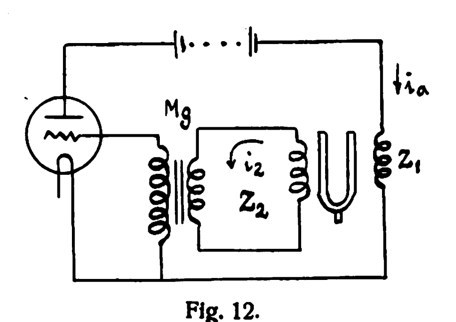


Fig. 12.

VI. Stimmgabeloszillator. Type IV.

Mit Gittertransformator.

Bei diesem Oszillator (Fig. 12) wird ein Transformator zwischen das Gitter und die sekundäre Spule der Stimmgabel geschaltet, um die Gitterspannung zu erhöhen. Das elektrische Ersatzschema ist dem Ergebnis in Kapitel III gemäß in Fig. 13 dargestellt.

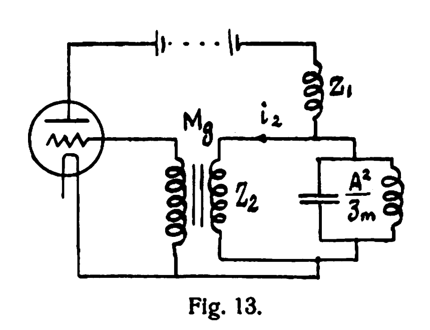


Fig. 13.

Wir müssen dazu bemerken, daß Z_2, die die gesamte Impedanz des sekundären Kreises ist, eine sehr hohe induktive Impedanz haben muß, um die Gitterspannung in der genau gleichen Phase mit dem Anodenstrom zu bekommen und daß $\frac{A^2}{\mathfrak{z}\,m}$ viel kleiner als Z_2 sein muß.

[4]) Siehe Fußnote 2.

Unter Berücksichtigung des Ersatzschemas ergibt sich hieraus

$$e_g = \frac{j\,\omega\,M_g\,i_a}{1 + \frac{Z_2\,\mathfrak{z}_m}{A^2}}, \text{ und } \frac{e_g}{D} = i_a\left(R_i + Z_1 + \frac{1}{\frac{\mathfrak{z}_m}{A^2} + \frac{1}{Z_2}}\right) \quad (25)$$

folglich erhalten wir

$$\frac{j\,\omega\,M_g}{D} = (R_i + Z_1)\left(1 + \frac{Z_2\,\mathfrak{z}_m}{A^2}\right) + Z_2. \quad (26)$$

Die Frequenz der erzeugten Schwingung wird von der folgenden Gleichung angegeben

$$\omega^2 = \frac{S}{m}\left[\frac{1 - \frac{A^2}{L_2\,S}\left(1 + \frac{r\,R_2}{A^2}\right)}{1 + \frac{r}{m}\frac{L_1}{R_i + R_1}}\right] \quad (27)$$

oder $$\omega \doteq \omega_o\left[1 - \frac{\triangle_m}{2\triangle_a} - \frac{1}{2}\frac{A^2}{L_2\,S}\left(1 + \frac{r\,R_2}{A_2}\right)\right] \quad (27')$$

d. h. die Frequenz ist von der Eigenfrequenz noch weiter entfernt als dies bei Type I, für die Gl. (13) gilt, der Fall ist.

Wenn wir Z_1 und R_2 gegen R_i und ωL_2 bzw. vernachlässigen, erhalten wir

$$\frac{A^2}{r} = \frac{R_i}{\frac{1}{D}\left(\frac{M_g}{L_2}\right) - 1}. \quad (28)$$

Der Gitter-Transformator wirkt wie eine Verringerung des Durchgriffs zu $\frac{D\,L_2}{M_g}$.

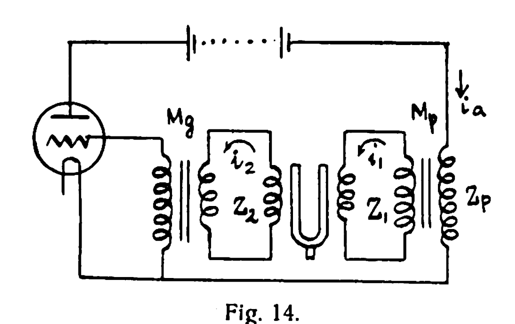


Fig. 14.

VII. Stimmgabeloszillator. Type V.

Mit Anoden- und Gitter-Transformatoren.

In dieser Type[5]) (Fig. 14) schalten wir zwei Transformatoren zwischen Stimmgabel, Gitter und Anodenkreise ein, in erster Linie, um die Schwingungserzeugung kräftiger zu machen. Fig. 15 zeigt das Ersatzschema. Diese beiden Transformatoren müssen sehr hohe Induktanz im Vergleich mit $A^2/\mathfrak{z}_m$ haben, damit die Gitterspannung in gleicher Phase mit dem Anodenstrom ist.

$$e_g = \frac{j\,\omega\,M_g\,i_1}{1 + \frac{Z_2\,\mathfrak{z}_m}{A^2}}, \text{ und } i_1 = \frac{j\,\omega\,M_p\,i_p}{Z_c} \text{ wobei } Z_c = Z_1 + \frac{1}{\frac{\mathfrak{z}_m}{A^2} + \frac{1}{Z_2}}.$$

Unter Zugrundelegung dieser Gleichungen ergibt sich die folgende Beziehung.

$$-\frac{\omega^2\,M_g\,M_p}{D\left(1 + \frac{Z_2\,\mathfrak{z}_m}{A^2}\right)Z_c} = R_i + Z_p + \frac{\omega^2\,M_p^2}{Z_c}. \quad (29)$$

[5]) T. G. Hodokinson, Proc. Phys. Soc. **38**, S. 24, 1925. S. W. Pack, Exp. Wireless, Sept. 1927.

Nach einiger Abkürzung haben wir

$$\left[(R_i + Z_p)(Z_1 + Z_2) + \frac{\omega^2\,M_p\,M_g}{D} + \omega^2\,M_p^2\right]\frac{A^2}{\mathfrak{z}_m} + \left[\omega^2\,M_p^2 + (R_i + Z_p)\,Z_1\right]Z_2 = 0. \quad (30)$$

Wenn wir annehmen, 1., daß die Transformatorspule viel größer als die Magnetspule der Stimmgabel ist, 2., daß der Anodentransformator den Kopplungskoeffizienten Eins hat, d. h. $M_p^2 = L_1\,L_p$, und 3., daß A^2/z_m viel kleiner als Z_1 ist, dann ist $Z_p + \frac{\omega^2 M_p^2}{Z_c}$, in Gleichung (29), annähernd gleich $R_p + \left(\frac{M_p}{L_1}\right)^2 R_2$.

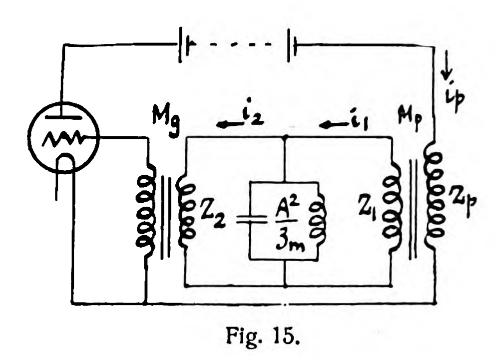


Fig. 15.

Wir haben also

$$\left[\frac{\omega^2\,M_g\,M_p}{D} + R_i'(Z_1 + Z_2)\right]\frac{A^2}{\mathfrak{z}_m} + R_i'\,Z_1\,Z_2 = 0,$$

wobei $$R_i' = R_i + R_p + \left(\frac{M_p}{L_1}\right)^2 R_2 \text{ ist.} \quad (31)$$

Die Gleichung für die Frequenzbilanz ist

$$\omega m - \frac{S}{\omega}\left[1 + \frac{A^2}{S}\left(\frac{L_1 + L_2}{L_1\,L_2}\right) + \frac{r}{S}\left(\frac{R_1}{L_1} + \frac{R^2}{L_2}\right)\right] = 0 \quad (32)$$

oder $$\omega = \omega_o\left[1 + \frac{A^2}{2\,S}\left(\frac{L_1 + L_2}{L_1\,L_2}\right) + \frac{r}{2\,S}\left(\frac{R_1}{L_1} + \frac{R_2}{L_2}\right)\right]. \quad (32')$$

Die Gleichung für die Amplitudenbilanz ist gleich

$$\frac{1}{R_i'\,D}\left(\frac{M_g\,M_p}{L_2\,L_1}\right) = \frac{r}{A^2}\left[1 + \left(\frac{R_1}{\omega\,L_1} + \frac{R_2}{\omega\,L_2}\right)^2\right] + \frac{R_1}{\omega^2\,L_1^2} + \frac{R_2}{\omega^2\,L_2^2}$$

und sie wird näherungsweise

$$\frac{A^2}{r} = \frac{R_i'}{\frac{1}{D}\frac{M_g}{L_2}\frac{M_p}{L_1}}. \quad (33)$$

VIII. Stimmgabeloszillator. Type VI.

Elektrische und mechanische Rückkopplung.

Wir möchten hier besonders darauf hinweisen, daß gemäß Gl. (28) und (33) die Einschaltung eines Transformators Verkleinerung des scheinbaren Durchgriffs bedeutet, zu dem Zweck, die Schwingungserzeugungskraft zu erhöhen, und daß ferner die Frequenz des Oszillators von der Eigenfrequenz der Stimmgabel entfernt wird.

Wir müssen dessen eingedenk sein, daß wir die Erzeugungskraft auch durch Verminderung des scheinbaren inneren Widerstandes erhöhen können, und daß weiter der innere Widerstand vermittels der elektrischen Rückkopplung vermindert werden kann, deren Grad unter der Grenze der Selbsterzeugung liegen muß.

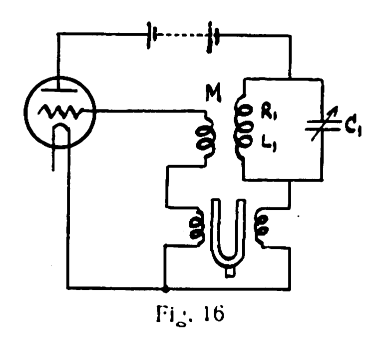


Fig. 16

Als Beispiel wollen wir zunächst den Oszillator, wie in Fig. 16 dargestellt, untersuchen.

Da die Dämpfung des mechanischen Schwingungsgebildes viel kleiner als die des elektrischen Schwingungskreises ist, so können wir folgende Gleichung für die Bedingung der Schwingungserzeugung auftellen

$$\frac{A^2}{z_m} = \frac{R_i - \frac{L_1 - M/D}{C_1 R_1} + Z_1}{\frac{1}{D} - 1}. \tag{34}$$

Dabei ist es klar, daß L_1 größer als M/D sein muß.

Im Vergleich mit Gl. (11) wissen wir, daß R_i mittels der elektrischen Kopplung vermindert wird, und daß die Frequenz, die in der folgenden Gleichung angegeben wird, weit von der Eigenfrequenz entfernt ist, weil die Dämpfung des Anodenkreises kleiner wird.

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left[1 - \frac{r/m}{\left(R_i - \frac{L_1 - M/D}{C_1 R_1} + R_1\right) \Big/ L_1}\right] \tag{35}$$

Es ist also notwendig, die Korrektionsfaktoren in Gl. (27), (32) und (35) aus den angegebenen Konstanten zu berechnen und die Unterschiede zu vergleichen, so daß die Frequenz so nahe wie möglich der Eigenfrequenz gebracht wird.

Zusammenfassung.

Durch die Einführung des elektrischen Ersatzschemas für eine elektro-mechanische Kopplung vermittels einer Stimmgabel haben wir die Eigenschaften einiger Stimmgabelröhrenoszillatoren, insbesondere Abweichungen von der Eigenfrequenz der Stimmgabel und die Bedingung der Schwingungserzeugung untersucht.

Über die Wellenausbreitung in einem dispergierenden Medium.

Von **K. Sreenivasan.**[1])

Indian Institute of Science, Bangalore, Indien.

Das Problem der drahtlosen Uebertragung auf weite Entfernung läßt sich in großen Zügen zurückführen auf die Untersuchung der Bewegung eines Elektrons in einem ionisierten Medium unter dem Einfluß eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes. Die Verhältnisse gestalten sich jedoch verwickelter aus drei Gründen: 1. durch die Anwesenheit des Erdfeldes, 2. durch die Eigenbewegung des Mediums und 3. durch die Aenderung der dispergierenden Eigenschaft des Mediums infolge ungleichförmiger Ionisation und infolge eines Gradienten der Geschwindigkeit seiner Eigenbewegung.

Im folgenden wollen wir die Eigenbewegung des Mediums außer Betracht lassen und uns auf den Fall beschränken, daß eine Atmosphäre aus freien Elektronen vorliegt, deren Energieverlust bei Zusammenstößen zu vernachlässigen ist.

Wir betrachten die Bewegung eines Elektrons nur unter dem Einfluß des elektrischen Feldes des Strahles. Die Einwirkung des magnetischen Feldes, das eine Bewegung in der Strahlrichtung verursacht, soll bei der Untersuchung vernachlässigt werden.

Der elektrische Vektor des Strahles sei dargestellt durch $E = E_0 \sin \omega t$, worin $\omega = 2\pi f$ die Kreisfrequenz bedeutet. In einem ionisierten Medium verursacht der Strahl zweierlei Ströme: a) einen Strom infolge der Translationsbewegung der einzelnen Elektronen und b) einen Verschiebungsstrom. Man erkennt leicht, daß die Richtungen dieser Ströme mit der Richtung des elektrischen Vektors übereinstimmen.

Bezeichnen wir in üblicher Weise mit e die Ladung und mit m die Masse des Elektrons und legen wir die z-Achse in die Richtung des elektrischen Vektors, so erhalten wir die Beziehung

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = e\,E.$$

Wenn wir die ungeordneten Bewegungen vernachlässigen und nur den streng periodischen, stationären Vorgang berücksichtigen, wird

$$\frac{dz}{dt} = \frac{e}{m} \int E\,dt = -\frac{e}{m\,\omega} E_0 \cos \omega t.$$

Bezeichnet N die Anzahl Elektronen in der Volumeinheit, so bedeutet diese Elektronenbewegung einen Strom in der z-Richtung

$$i_{az} = N e \frac{dz}{dt} = -\frac{N e^2}{m\,\omega} E_0 \cos \omega t. \tag{1}$$

Der Verschiebungsstrom bestimmt sich aus der Gleichung

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{k}{4\pi} \frac{dE}{dt}.$$

Für $k = 1$ erhalten wir in der z-Richtung

$$i_{bz} = \frac{\omega E_0 \cos \omega t}{4\pi}. \tag{2}$$

[1]) Übersetzt von E. Mauz.

Der Gesamtstrom in der z-Richtung ist die Summe von (1) und (2), somit

$$\left.\begin{aligned} i_z &= i_{az} + i_{bz} = \frac{\omega E_0 \cos \omega t}{4\pi}\left(1 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}\right) \\ \text{oder} \quad i_z &= \frac{k'}{4\pi}\frac{dE}{dt} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

mit der neuen Dielektrizitätskonstanten

$$k' = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}. \quad (3a)$$

Beträgt im allgemeineren Fall die Zeit zwischen zwei Zusammenstößen im Mittel τ, so wird

$$k' = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\left(\omega^2 + \frac{1}{\tau^2}\right)}, \quad (3b)$$

wenn sämtliche Zusammenstöße als unelastisch angenommen werden.

Da die Permeabilität des Mediums ungeändert bleibt, wogegen die Dielektrizitätskonstante sich ändert, so ergibt sich die Phasengeschwindigkeit c' in dem ionisierten Medium zu

$$\left.\begin{aligned} c' &= c\Big/\sqrt{1 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}}, \\ \text{da} \quad \frac{c'}{c} &= \sqrt{\frac{k}{k'}}. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Die Gruppengeschwindigkeit, d. h. die Geschwindigkeit, mit der sich der Wellenzug als Ganzes bewegt, ist

$$c'' = \frac{c^2}{c'} = c\sqrt{1 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}}. \quad (5)$$

Je nach dem Grad der Ionisation können sich Phasen- und Gruppengeschwindigkeit erheblich von der Lichtgeschwindigkeit c im leeren Raum unterscheiden. Wenn $\frac{4\pi N e^2}{m \omega^2} < 1$ ist, so ist die Phasengeschwindigkeit im geladenen Aether größer als die Geschwindigkeit c des Strahls im leeren Raum; und die Gruppengeschwindigkeit ist dementsprechend kleiner. Bei dem Problem der drahtlosen Uebertragung ist die Gruppengeschwindigkeit die Hauptsache, sofern Impuls und Energie in Betracht kommen.

Kehren wir zur Gleichung (5) zurück. so sehen wir, daß c'' Null wird für $\frac{4\pi N e^2}{m \omega^2} = 1$. Dies sagt aus, daß für einen gegebenen Wert von N es eine bestimmte Frequenz f_o gibt, für welche der Strahl nicht mehr hindurchgeht; die Phasengeschwindigkeit dieser besonderen Welle wird außerordentlich groß. Den Bezirk dieser Erscheinung kann man als das undurchsichtige Gebiet des Mediums bezeichnen; auf der einen Seite desselben bekommen wir das durchsichtige, oder richtiger ausgedrückt das durchscheinende Gebiet, wofür $\left(1 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega^2}\right)$ positiv ist. Der Fall, daß dieser Ausdruck negativ wird, also $\frac{4\pi N e^2}{m \omega^2} < 1$, ist schwer zu deuten.

Setzt man die kritische Frequenz $f_o^2 = \frac{N e^2}{\pi m}$ in Gleichung (5) ein, so ergibt sich

$$c'' = c\sqrt{1 - \frac{f_o^2}{f^2}}. \quad (6)$$

Definiert man den Brechungsindex des Mediums durch das Verhältnis c/c'', so zeigt Gleichung (6), daß das Medium dispergierende Eigenschaft aufweist. Strahlen höherer Frequenz pflanzen sich rascher fort als solche von niedriger Frequenz.

Bei allen praktischen Anwendungen mit Ausnahme der beiden Fälle der U. R. S. I. und der Zeitsignale erfolgt die Uebertragung nicht genau in einer einzelnen Frequenz. Sie erstreckt sich vielmehr stets über ein Frequenzband, dessen relative Breite von der Trägerfrequenz und der Art der damit übertragenen Zeichen abhängt. Man kann zwei Extrem-Fälle betrachten. Die Breite des Bandes ist am größten bei Telephonie-Uebertragung und am kleinsten bei Telegraphiebetrieb mit ganz kurzen Wellen, selbst wenn die Geschwindigkeit 300—400 Worte in der Minute beträgt.

Es bezeichne f die Trägerfrequenz und df die Breite eines jeden Seitenbandes. Bei einer Trägerwelle von 300 m und einer Modulationsfrequenz von 5000 sec^{-1} erhalten wir auf beiden Seiten

$$f + df = (10^6 + 5.10^3)\ sec^{-1} = (f + 0{,}005\, f)$$
$$f - df = (10^6 - 5.10^3)\ sec^{-1} = (f - 0{,}005\, f)$$

Die gesamte Breite des Bandes beträgt somit 1% von der Trägerfrequenz.

Arbeitet man mit einer Wellenlänge von 20 m und einer Telegraphier-Geschwindigkeit von 500 Worten in der Minute, was ungefähr 225 Schwingungen in der Sekunde entspricht, so wird:

$$f = 15.10^6\ sec^{-1}$$
$$f + df = (15.10^6 + 225)\ sec^{-1} = (f + 1{,}5.10^{-5}\, f)$$
$$f - df = (15.10^6 - 225)\ sec^{-1} = (f - 1{,}5.10^{-5}\, f).$$

Es ergibt sich somit, daß bei jeder Art von Zeichenübertragung, sei es bei der Telephonie durch die Sprache oder bei der Telegraphie durch das Tasten, letzten Endes drei Wellenlängen ausgesandt werden. Theoretisch müssen wir nach den früheren Ausführungen erwarten, daß die den höheren Frequenzen $f + df$ entsprechenden Wellen auch früher bei der Empfangsstation ankommen als die längeren Wellen. Der Effekt ist umso stärker, je größer das Verhältnis df/f wird. Hält man den Wert df der Modulationsfrequenz konstant, und nimmt die relative Breite df/f ab mit Zunahme von f, so ergibt sich für immer kürzere Wellenlängen

$$\lim_{f=\infty} \frac{f + \delta f}{f} = 1, \quad \lim_{f=\infty} \frac{f - \delta f}{f} = 1. \quad (6a)$$

Der zeitliche Unterschied zwischen der Ankunft der verschiedenen Frequenzen ist also geringer bei kurzen Wellenlängen.

Weiterhin kommt noch in Betracht, daß die Absorption der Strahlung für die verschiedenen Wellenlängen nicht dieselbe ist. Diese Seite des Problems war und ist noch Gegenstand von ausführlichen theoretischen und experimentellen Untersuchungen. Abgesehen von ganz bestimmten Bedingungen ist es zweifelhaft, ob beide Einflüsse sich in merklicher Weise auswirken. Unterschiede in der Absorption wie in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit verschiedener Frequenzen verursachen Störungen. Machen

sich diese Erscheinungen auf einem Uebertragungsweg stark bemerkbar, so erleidet die Wiedergabe von Sprache und Musik eine Verschlechterung.

Die relative Schmalheit des zu übertragenden Frequenzbandes gestaltet die Anwendung der kurzen Wellen für Telephonie und Telegraphie besonders günstig, doch stehen andere Schwierigkeiten dem entgegen, sie in allen Fällen mit Erfolg anzuwenden.

Es ist von Interesse, das Problem noch etwas weiter zu verfolgen und die Zeitunterschiede zu bestimmen, die bei der Uebertragung eines an der Sendeantenne beispielsweise quadratisch modulierten Signals zwischen den einzelnen Frequenz-Komponenten auftreten. Der Amplitudenverlauf eines derartigen Signals läßt sich darstellen durch

$$E = E_0 \sum_{n=1}^{n} \frac{1}{2n-1} \sin(2n-1)\,\omega t, \tag{7}$$

worin $E_1 = E_0 \sin \omega t$ die Grundfrequenz

und $E_r = \frac{E_0}{2r-1} \sin(2r-1)\,\omega t$ die r-te Harmonische bedeuten. Jede Harmonische wird mit einer verschiedenen Gruppengeschwindigkeit, entsprechend den verschiedenen Werten des Brechungsindex, übertragen.

Wir erhalten

$$c_r = c\sqrt{1 - \frac{4\pi N e^2}{m(2r-1)^2\omega^2}} \tag{8a}$$

und

$$c_n = c\sqrt{1 - \frac{4\pi N e^2}{m(2n-1)^2\omega^2}}. \tag{8b}$$

Setzt man $\frac{4\pi N e^2}{m\omega^2} = \frac{f_0^2}{f^2} = k^2$, so wird

$$c_r = c\sqrt{1 - \frac{k^2}{(2r-1)^2}}$$

und

$$c_n = c\sqrt{1 - \frac{k^2}{(2n-1)^2}}.$$

Es ist möglich, daß auch die Wege d_r und d_n, längs deren sich die zwei Frequenzen f_r und f_n zur Empfangsstation fortpflanzen, verschieden sind. Dies soll jedoch bei der vorliegenden Untersuchung nicht berücksichtigt werden.

Der zeitliche Unterschied Δt_{rn} zwischen der Ankunft der zwei Strahlen mit den Frequenzen f_r und f_n ist somit bestimmt durch

$$\left.\begin{aligned} \Delta t_{rn} &= \frac{d}{c_r} - \frac{d}{c_n} \\ &= \frac{d}{c}\left[\left(1 - \frac{k^2}{(2r-1)^2}\right)^{-\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{k^2}{(2n-1)^2}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]. \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

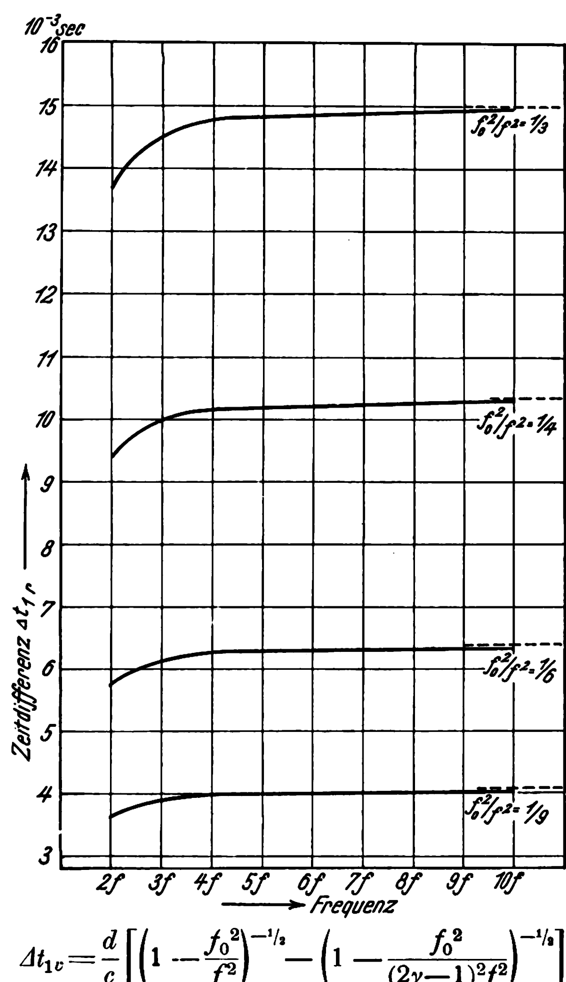
Für $n > r$ wird Δt_{rn} positiv, d. h. die höheren Frequenzen kommen früher an. Ist $k < 1$ und setzt man für r die zunehmenden Werte der positiven Zahlen von 1 an ein, so nimmt der Wert von $k^2/(2r-1)^2$ ab mit wachsendem r. Entwickelt man die zwei Glieder auf der rechten Seite von Gleichung (9) nach dem Binomialsatz und kann man die Glieder mit $k^4/(2r-1)^4$ und alle höheren vernachlässigen, so läßt sich Gleichung (9) näherungsweise schreiben

$$\Delta t_{rn} = \frac{d}{c_r} - \frac{d}{c_n} = \frac{d}{c}\left(\frac{k^2}{2(2r-1)^2} - \frac{k^2}{2(2n-1)^2}\right)$$

oder $$\Delta t_{rn} = \frac{2d}{c}\,\frac{f_0^2}{f^2}\,\frac{(n-r)(n+r-1)}{(2r-1)^2(2n-1)^2}.$$

Beginnt man mit dem Wert $r = 1$ und gibt r der Reihe nach die Werte 2, 3, 4 . . . bis n, so erhält man eine Folge von Werten für Δt_{rn}, d. h. für den zeitlichen Unterschied im Eintreffen der einzelnen Harmonischen rf gegenüber der Grundfrequenz f selbst. Nimmt man für f Werte an, wie sie bei der drahtlosen Uebertragung üblich sind, so kann man die Zeitdifferenzen Δt_{rn} für verschiedene Fälle für eine bestimmte Entfernung d bestimmen. Die Grenzwerte für f liegen bei 10^4 sec^{-1} entsprechend einer Wellenlänge von 30 000 m und bei 3.10^7 sec^{-1}, entsprechend 10 m Wellenlänge.

In Fig. 1 sind die Werte Δt_{rn} für verschiedene Beträge des Verhältnisses f_0/f als Kurven aufgetragen. Als Entfernung d für die Uebertragung ist dabei 20 000 km, entsprechend dem halben Erdumfang angenommen. Es zeigt sich, daß die Zeitdifferenz Δt_{rn} abnimmt, wenn f_0/f abnimmt, bis bei dem Verhältnis $f_0/f = \frac{1}{3}$ die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der verschiedenen Frequenzen fast



$$\Delta t_{1v} = \frac{d}{c}\left[\left(1 - \frac{f_0^2}{f^2}\right)^{-1/2} - \left(1 - \frac{f_0^2}{(2\gamma-1)^2 f^2}\right)^{-1/2}\right]$$

$d = 2 \cdot 10^9$ cm

$c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec

Fig. 1.

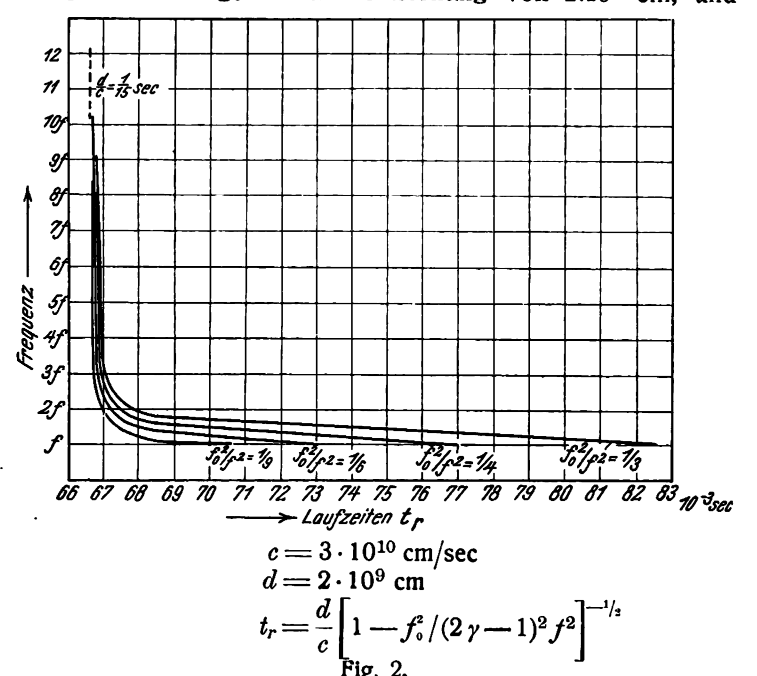
gleich geworden sind. Bei zwei Kurven der Figuren 1 u. 2 ist das Verhältnis f/f_0 kein ganzzahliges. Hat man es mit einem kontinuierlichen Frequenzspektrum zu tun, so kann man die Einschränkung, daß das Verhältnis f/f_0 und die Werte von r ganze Zahlen sein sollen, fallen lassen; man

erhält dann anstelle einer Reihe von einzelnen Summengliedern ein Integral von der Form[2])

$$\int_{\varkappa-\varepsilon}^{\varkappa+\varepsilon} E_\varkappa \, e^{i[\varkappa(x-vt)-\alpha]} d\varkappa,$$

das eine unendliche Zahl von Frequenzgliedern, die sich um eine mittlere Frequenz gruppieren, darstellt.

In Fig. 2 ist die Zeit angegeben, die eine bestimmte Frequenz benötigt für die Entfernung von 2.10^9 cm, und



$$c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$$
$$d = 2 \cdot 10^9 \text{ cm}$$
$$t_r = \frac{d}{c}\left[1 - f_0^2/(2\gamma-1)^2 f^2\right]^{-1/2}$$

Fig. 2.

zwar für die gleichen Werte des Verhältnisses f_o/f wie in Fig. 1. In dem Maße wie nf zunimmt, nähert sich die Uebertragungszeit dem Werte d/c, nämlich $^1/_{15}$ sec, d. h. $\lim\limits_{nf=\infty} \frac{d}{c_r} = \frac{d}{c}$ für Werte $f_o/f < 1$. Diese Kurven gelten nicht, wie schon früher bemerkt wurde, für Werte $f_o/f \gtrless 1$.

Von größerem Interesse ist vielleicht der Fall, daß eine bestimmte Breite für die Seitenbänder der Modulation festliegt. Man betrachte die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten der 3 Frequenzen, nämlich der 2 Frequenzen der Seitenbänder $f+df$ und $f-df$ und der Frequenz f der Trägerwelle für die beiden Werte $f = 1.10^6$ sec^{-1} (= 300 m) und $f = 2.10^7$ sec^{-1} (= 15 m). Die Breite der Seitenbänder df sei 5000 sec^{-1}. Die bei diesen beiden Beispielen sich ergebenden Zeitunterschiede zeigen ohne weiteres den Vorteil beim Gebrauch der kurzen Wellen.

Infolge der Unsicherheit, mit der man den maßgebenden Wert von N kennt, ist es sehr schwer, einen auch nur einigermaßen wahrscheinlichen Wert für die kritische Frequenz $f_o^2 = \frac{N e^2}{\pi m}$ anzugeben. Es werden für N die Werte von 10^5 bis 3.10^6 Elektronen/cm^3 angegeben. Eine Hauptschwierigkeit bereitet, daß man das Gesetz nicht kennt, nach dem sich N mit der Höhe über dem Erdboden ändert. Tatsächlich scheinen die Ausbreitungsvorgänge der drahtlosen Wellen ein sehr gutes Hilfsmittel zur Untersuchung des Ionisationszustandes der oberen Atmosphäre zu bilden.

Nimmt man für $N = 10^5$ Elektronen/cm^3 an, so erhält man für die kritische Frequenz $f_o = 2.84 \cdot 10^6$ sec^{-1} entsprechend einer Wellenlänge von etwa 106 m; unter den früheren Voraussetzungen müßten dabei elektrische Wellen, die länger als 106 m sind, nicht mehr durchgelassen werden. Für $N = 3.10^6$/cm^3 wird die kritische Frequenz $1.55 \cdot 10^7$ sec^{-1} entsprechend etwa 19,4 m Wellenlänge. Die für die Uebertragung kritischen Wellenlängen schwanken somit zwischen 106 und 19,4 m. Für Wellenlängen, die größer sind als diese, muß die Zeit zwischen zwei Zusammenstößen, die Einwirkung auf die magnetischen Komponente der Welle, die Geschwindigkeit der Eigenbewegung des übertragenden Mediums neben der Absorption, die der Strahl in dem Medium erfährt, noch in Rechnung gesetzt werden.

Der Einfluß des magnetischen Erdfeldes äußert sich in ähnlicher Weise wie beim Durchgang eines Lichtstrahles durch ein Magnetfeld parallel und senkrecht zu den Kraftlinien. Diese Vorgänge haben Nichols und Schelleng, sowie Appleton[3]) ausführlich behandelt. Abgesehen von Polarisation und Doppelbrechung, die im Erdfeld auftreten, ist von Interesse die Existenz einer kritischen Frequenz, bei der die Energie der Welle infolge der hohen Geschwindigkeiten, die Elektronen bei ihren Kreisbewegungen im Magnetfeld annehmen, mehr oder weniger vollständig absorbiert wird. Die genannten Verfasser haben gezeigt, daß diese Frequenz sich ergibt durch die Beziehung $\frac{H e}{2 \pi m c}$, entsprechend einer Wellenlänge von 215 m. Die wirklichen Werte mögen ein wenig davon abweichen, aber es besteht unzweifelhaft die Tatsache, daß für Wellenlängen in der Gegend von 200—300 m die Uebertragung auf große Entfernung verhältnismäßig gering ist, immerhin eine Wohltat der Natur für die Freunde des Rundfunks.

Trotz dieser Komplikationen, die das Erdfeld mit herein bringt, wäre es ein interessanter Versuch, Zeichen mit einer großen Zahl von Harmonischen auszusenden, wie z. B. quadratisch modulierte Wellen, und das Empfangsergebnis mit einer Braunschen Röhre oder einer ähnlichen Einrichtung auf einem rasch bewegten Film aufzunehmen und zu untersuchen. Voraussetzung bei einem derartigen Versuche ist, daß der Empfangsverstärker ohne jegliche Verzerrung arbeitet, da sonst die gesuchten wichtigen Ergebnisse zerstört werden. Wenn der wirkliche Vorgang mit der Theorie übereinstimmt, dann müßte die rechteckige Amplitudenkurve eine merkliche Veränderung erfahren in dem Sinne, daß die höheren Frequenzen früher als die niederen ankämen. Die Erscheinung müßte sich bei langen Wellen stärker ausprägen und wäre andererseits nur schwer wahrzunehmen bei Wellenlängen von 100 m und darunter.

Zusammenfassung.

Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle zeigt in einer elektronenhaltigen Atmosphäre Dispersion und zwar ergibt sich, daß die Gruppengeschwindigkeit umso kleiner wird, je höher die Frequenz der Welle ist. Bei einer gewissen kritischen Frequenz, deren Wert von der Elektronendichte abhängt, wird die Gruppengeschwindigkeit Null, d. h. das Medium wird für die entsprechende Wellenlänge undurchsichtig.

Diese Dispersion hat für die Uebertragung von drahtlosen Zeichen zur Folge, daß die Teilschwingungen einer modulierten Welle zu verschiedenen Zeiten ankommen, wodurch der Verlauf der Modulation eine Verzerrung erfährt.

(Eingegangen am 24. Mai 1928.)

[2]) Vgl. Havelock, Transmission of electromagnestic disturbances throug dispersive media, Cambridge Tract. Nr. 17, S. 5.

[3]) Nichols und Schelleng, Bell System Technical Journal April 1925; Appleton, Proc. Phys. Soc. 37, S. 22, 1925.



Der Einfluß der Erdatmosphäre auf die Ausbreitung kurzer Wellen.

Von **J. Fuchs**, Wien.

Der Einfluß der meteorologischen Elemente.

Die vorliegende Untersuchung wurde in erster Linie zu dem Zwecke unternommen, einen eventuellen Einfluß der Veränderungen der meteorologischen Elemente auf die Ausbreitung der elektrischen Wellen festzustellen.

Daß ein solcher Einfluß vorhanden ist, ist wohl nie bezweifelt worden, wenn es auch bisher trotz langer Beobachtungen (Austin u. a.) nicht recht gelang, eine eindeutige Beziehung aufzufinden.

Bei Untersuchungen dieser Art ist zu berücksichtigen, daß die auf der Erdoberfläche ermittelten meteorologischen Elemente nicht unmittelbar zum Vergleich mit den Ausbreitungsbedingungen für Radiowellen geeignet sind. Die Beobachtungen an Höhenobservatorien und die Aufstiege von Pilotballons haben gezeigt, daß die Temperatur z. B. in großen Höhen keine Beziehung zum Gang auf der Erdoberfläche hat und außerdem über 15 km Höhe ein heute physikalisch noch nicht zu erfassendes Verhalten zeigt. Da aber gerade jene Luftschichten den Hauptanteil an der Fortpflanzung der Radiowellen über größere Entfernungen haben, so fehlt heute eigentlich noch die Vergleichsmöglichkeit mit den tatsächlich in Betracht kommenden meteorologischen Faktoren.

Außerdem wären noch die rein dynamischen Veränderungen in der Atmosphäre zu berücksichtigen. Manchmal bereiten sich Wetteränderungen schon lange Zeit früher in großen Höhen vor (dadurch sind die meteorologischen Höhenobservatorien für die Wettervorhersage von großer Bedeutung geworden), anderseits bewirken geänderte Bedingungen für die Wärmeausstrahlung des Bodens und Wärmeleitung der Luft auch oft eine Durcharbeitung der Atmosphäre von unten herauf. Eine Berücksichtigung dieser Umstände zeigt, daß nach dem heutigen Stande der Meteorologie ein unmittelbarer und eindeutiger Zusammenhang der Ausbreitungsbedingungen für Radiowellen mit den am Erdboden oder in seiner Nähe beobachteten meteorologischen Elementen auch gar nicht erwartet werden darf.

Hierzu tritt noch ein Einfluß rein elektrischer Art, der sich besonders bei mittelgroßen Entfernungen zwischen 100 bis 4000 km über kontinentalem Gebiet zeigt, und der mit dem Wetter nicht zusammenhängende Feldstärkenänderungen von einem Tag auf den andern hervorruft: Die Einwirkung der mit den Witterungseinflüssen wechselnden elektrischen Qualität des Erdbodens. So erzeugen z. B. Niederschläge eine erhöhte Leitfähigkeit des Bodens, die sich im Auftreten von Absorptions- und Richtungsänderungen bemerkbar machen wird. Im Sommer kann ein solcher Zustand nicht lange anhalten, weil wegen der intensiveren Sonnenstrahlung der ursprüngliche Zustand bald wiederhergestellt ist; die Aenderungen des „Radiowetters" folgen ziemlich unmittelbar den Aenderungen der meteorologischen Elemente. Im Winter weichen die Verhältnisse hiervon ab, namentlich ist die Verdunstung geringer, so daß dieses Zusammenwirken aller meteorologischer Faktoren nicht mehr vorhanden ist. Man kann dies als eine Art Phasenverschiebung der meteorologischen Elemente bezeichnen, wodurch nun der Nachweis eines Zusammenhanges mit veränderten Ausbreitungsbedingungen der Radiowellen sicher nicht leichter zu führen ist.

Es sind demnach folgende Bedingungen zu erfüllen:

1. Trennung des Einflusses der Troposphäre (in der sich alles das abspielt, was wir unter dem Sammelnamen „Wetter" kennen) von jenem der Stratosphäre (deren Beginn durchschnittlich in einer Höhe von 12—15 km liegt).
2. Beseitigung des Einflusses der veränderlichen Bodenqualität.

Arbeitsprogramm und Beobachtungsmethode.

Die Elimination des Einflusses der veränderlichen Bodenqualität gelingt bei Verwendung ganz langer oder kurzer Wellen (unter 18 000 Hz bzw. über 3 Megahertz); bei letzteren hauptsächlich aus dem Grunde, weil sie sich streckenweise vollständig vom Boden ablösen können und für eine gewisse Weglänge (= Skipzone, tote Zone) dem Einfluß der Bodenqualität entzogen sind. Die Frequenzen unter 18 000 Hz nehmen ihren Weg gleicherweise in der Troposphäre wie in der Stratosphäre, scheiden deshalb wegen Nichterfüllung der Bedingung 1 für den beabsichtigten Zweck aus.

Der Einfluß der Troposphäre wird mit kurzen Wellen zwar nicht oder nur zu einem geringen Teil erfaßt; da sich die elektrischen Wellen dann aber fast vollständig in der Stratosphäre ausbreiten, besteht so wenigstens Aussicht, unter diesen einfacheren Verhältnissen einen eventuellen Zusammenhang leichter zu finden.

Da es sich zunächst um die Beobachtung der Feldstärkenvariationen von einem Tag auf den anderen handelte, die durch sekundäre Einflüsse, wie dem täglichen Gang der Hörbarkeit nicht verfälscht sein durften, so wurde als Beobachtungszeit die Nacht gewählt. Außerdem war es notwendig, diese Beobachtungen auf verschiedene Frequenzbänder auszudehnen, da zu erwarten war, daß hierbei der Einfluß verschiedener Luftschichten zur Auswirkung kommt.

In dieser Hinsicht war es ein glücklicher Umstand, daß ab Herbst 1927 das Zeitsignal von NAA (Washington) gleichzeitig mit 4.015, 8.030 und 12.050 Megahertz auszusenden begonnen wurde.

Ueber der Strecke Washington—Wien sind Ozean und kontinentale Massen ziemlich gleichmäßig verteilt (2000 km Land, 3000 km Wasser, 2000 km Land). Der amerikanische Landteil ist eigentlich ein Küstengebiet. Ein Vergleich der amerikanischen mit den europäischen Meteorogrammen zeigt aber (Fig. 1), daß die amerikanische Ostküste ein noch rein kontinentales Klima (mit starken Gegensätzen) aufweist, und sich in keiner Weise eine ausgleichende Wirkung des Meeres bemerkbar macht. Es ist deshalb gestattet, diesen Küstenstrich als Land zu rechnen.

Für die vorliegenden Beobachtungen ist es sicher von Vorteil, daß auch der Einfluß eines mit der Jahreszeit veränderlichen Beleuchtungszustandes der Zwischenstrecke sehr herabgemindert ist, weil die Sonne zur Stunde des Zeit-

signals (2^h 55^m GCT) selbst im Juni in Wien noch nicht über dem Horizonte steht. Die jährliche Periode bleibt davon natürlich unberührt.

Die ersten im Monat Dezember 1927 vorgenommenen Beobachtungen zeigten, daß die Veränderung der Lautstärke von einem Tag auf den anderen oft ziemlich groß war, und es wurde deshalb (nachdem die Untersuchung zunächst auch nur orientierenden Charakter haben sollte) auf Feldstärkemessungen verzichtet; die Lautstärken wurden nach der Skala des Bureau of Standards mit 1—9 bezeichnet. Die Beobachtungen selbst wurden mit Hochantenne und einem normalen Kurzwellengerät (Schwingaudion mit einer Stufe Niederfrequenzverstärkung) angestellt, wobei auf gleichbleibende Betriebsbedingungen besonderes Augenmerk gelegt wurde. Der Fehler eines so erhaltenen Hörbarkeitswertes weicht innerhalb des verwendeten Systemes höchstens um $\pm$ ⅓ Skalenteile vom wahren Werte ab. Für die Umwandlung der Hörbarkeit in Feldstärke habe ich folgende, für die verwendete Apparatur gültige Beziehung aufgestellt[1]):

Hörbarkeit	Feldstärke	Hörbarkeit	Feldstärke
3	3 $\mu V/m$	6	37 $\mu V/m$
4	6	$6^1/_2$	60
$4^1/_2$	9	7	110
5	14	$7^1/_2$	230
$5^1/_2$	22	8	400

In Prozenten der Feldstärke ausgedrückt, wird somit die Unsicherheit eines angegebenen Lautstärkenwertes $\leqq 30^0/_0$.

Fig. 1 gibt nun die im Zeitraume vom 29. Dezember 1927 bis 29. Februar 1928 beobachteten gleichzeitigen Lautstärken des Senders NAA auf zwei verschiedenen Wellenlängen an. Der Einfachheit halber sollen weiterhin die Bezeichnungen verwendet werden:

NAA 4	= NAA mit Frequenz	4.015×10^6 Hz	
NAA 8	= NAA „ „	8.030×10^6 „	
NAA 12	= NAA „ „	12.045×10^6 „	

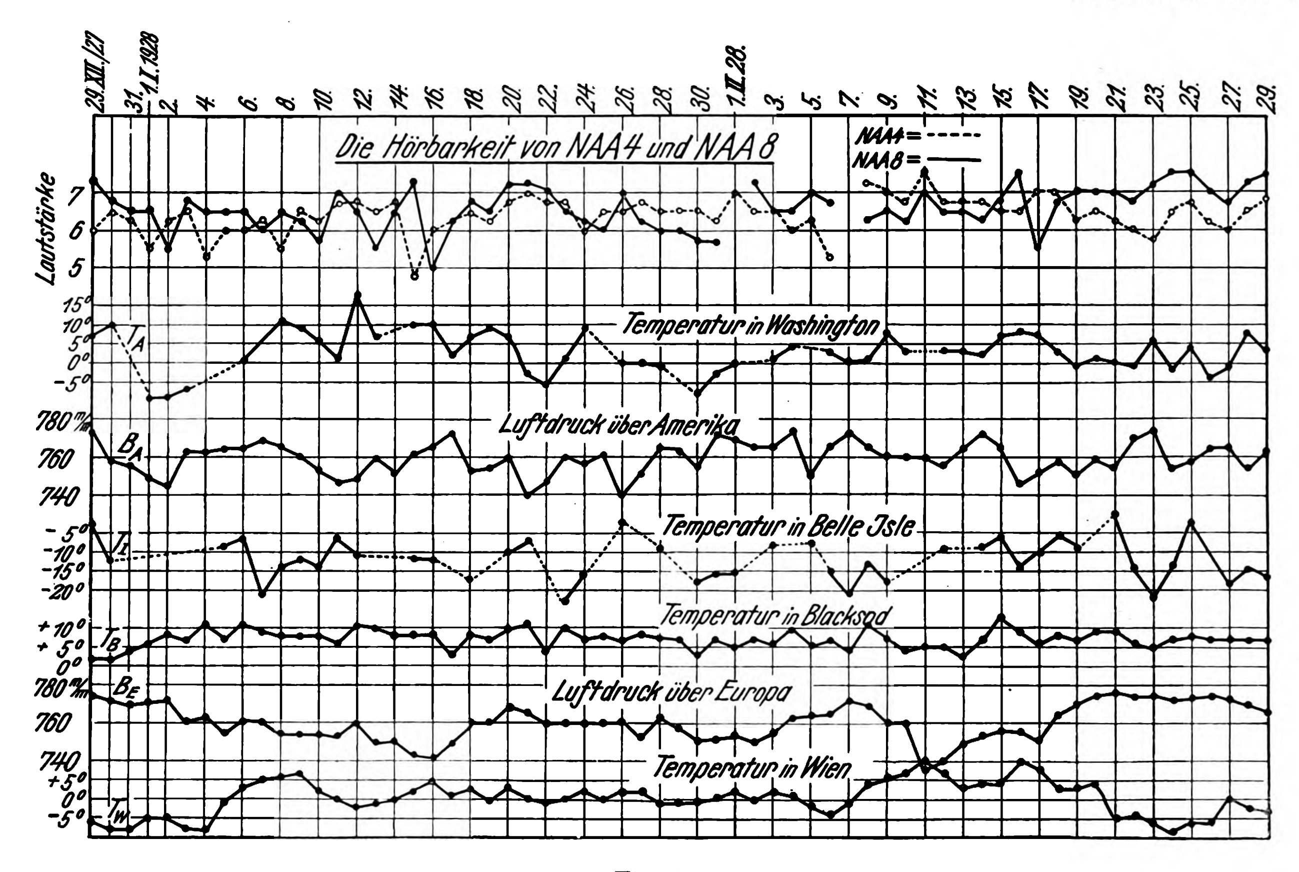


Fig. 1.

Diskussion des Beobachtungsmaterials.

Am auffälligsten ist wohl die Tatsache, daß im Januar und Februar (auch im Dezbr. konnte dies beobachtet werden) der Sender NAA 4 in 40% aller Fälle lauter als NAA 8 zu hören war. Dieses Verhalten ist sowohl vom verkehrstechnischen wie wissenschaftlichen Standpunkte gleich interessant und scheint ein besonderes Charakteristikum der Winterszeit zu sein.

Die Kurven B und T geben den Verlauf des Luftdruckes und der Temperatur an Orten auf dem kontinentalen Teil der Strecke an. Die Luftdruckkurven gelten für einen Ort auf dem größten Kreis Washington—Wien, je 1000 km von diesen Städten entfernt; in Amerika liegt die betreffende Stelle im Staate Maine, USA (= B_A), für Europa ist dies Helder in den Niederlanden (B_B). Die Temperaturkurven gelten für Washington (T_A), Belle Isle auf New-Foundland = 2000 km von Washington (T_I), Blacksod in Irland = 2000 km von Wien (T_E) und für Wien (T_W).

Der erste Eindruck, den ein Vergleich dieser Meteorogramme mit der Lautstärkenkurve entstehen läßt, ist der einer oft schönen Uebereinstimmung mit der Temperatur in Washington, also am Sendeorte selbst. Gerade diese Uebereinstimmung muß aber Bedenken hervorrufen, denn sie würde sagen, daß die Temperatur, die über den restlichen 7000 km herrscht, keinen Einfluß hat. Die Erklärung hierfür liefert ein Vergleich der Luftdruckkurven B_A und B_E: Während die Schwankungen in Amerika sehr

[1]) „CQ", 1928, Februar-Heft, Weidmann'sche Buchhandlung, Berlin.

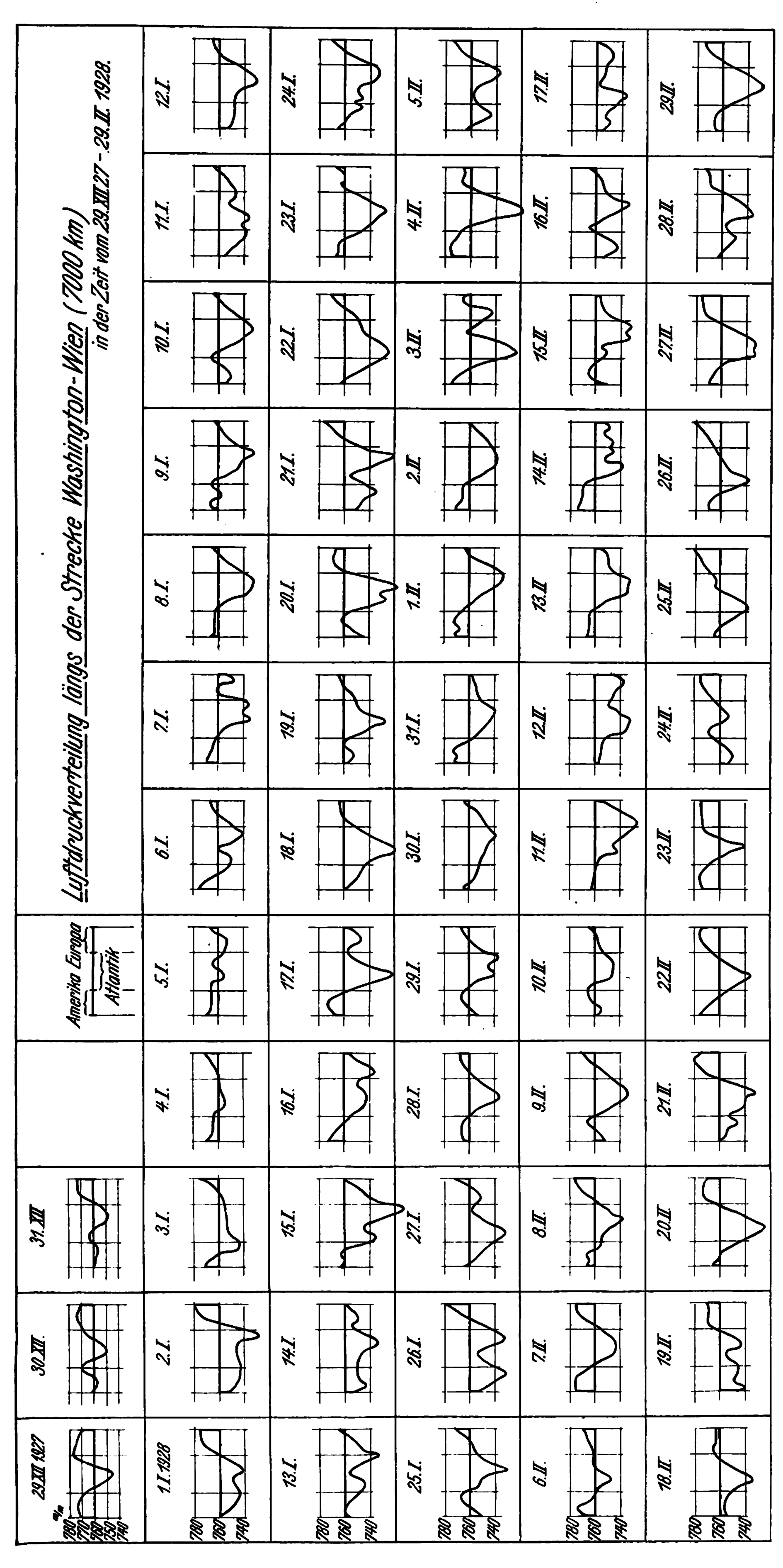


Fig. 2.

stark sind (was auch die starken Temperatursprünge im Gefolge hat), sind die Luftdruckverhältnisse über Europa ziemlich stabil. Hingegen ist die Uebereinstimmung der Lautstärke mit der Washingtoner Temperaturkurve nicht mehr vorhanden, wenn in Europa eine kräftige Luftdruckänderung vor sich geht. Ein schönes Beispiel hierfür ist der 11. Februar 1928, wo der Luftdruck über dem amerikanischen Festland einige Tage ohne große Schwankungen blieb, während in Europa starker Druckfall auftrat.

Kennzeichnend sind auch die Perioden vom 9. bis 18. und vom 20. bis 26. Februar: Während ihres Ablaufes herrschten in Amerika ziemlich regelmäßige kurzperiodische Luftdruckschwankungen, die sich im Mittel aufhoben; in Europa hatten wir hingegen in der ersten Periode ausgesprochen unternormalen Luftdruck, in der zweiten war es ein starkes „Hoch", das die Verhältnisse charakterisierte. Das Verhalten der Lautstärken zeigt nun auch einen ausgeprägten Unterschied zwischen beiden Zeitabschnitten: Im ersteren ist NAA 4 stärker als NAA 8, im zweiten ist es umgekehrt, außerdem wird nun auch (hier nicht eingezeichnet) NAA 12 hörbar, den man früher nur ganz sporadisch vernahm.

Es ist keine eindeutige Beziehung zwischen den amerikanischen oder europäischen Temperaturkurven einerseits und den Lautstärken anderseits erkennbar. Somit war der Weg, den die weiteren Untersuchungen zu gehen hatten, gegeben.

Die Luftdruckverteilung über dem Atlantik.

Die vorangegangenen Betrachtungen haben nur die Druckverhältnisse auf den Kontinenten berücksichtigt. Es war klar, daß zur Ableitung einer allgemeinen Beziehung nun weiter auch die Einflüsse des Luftdruckes über der 3000 km langen atlantischen Strecke zu berücksichtigen waren. Nach dem „Wetterbericht der deutschen Seewarte" (dem auch alle übrigen meteorologischen Daten entnommen sind) wurde nun die Luftdruckverteilung für die ganze 7000 km lange Großkreis-Strecke Washington—Wien für jeden Tag herausgezeichnet. Die Einzelbilder sind in Fig. 2 wiedergegeben. Der Zeitpunkt, für den diese Luftdruckverteilung gilt, ist 1^h GCT (Greenwich Civil Time); da bis zur Beobachtungszeit bloß 2 Stunden Zeitdifferenz sind, können diese Luftdruckwerte ohne weiteres zum Vergleich verwendet werden.

Eine Schwierigkeit besonderer Art bot die Klassifizierung der Luftdrucktypen. Es wurde schließlich folgender Weg eingeschlagen: Die durchschnittlich 2000 km langen Kontinentalstrecken werden jede für sich betrachtet, ebenso das 3000 km

große atlantische Gebiet. Die Luftdruckverteilung über diesen Gebieten wird durch die Aufeinanderfolge von Hoch-, Mittel- oder Tiefdruckgebieten, und zwar im Sinne der Richtung von Amerika nach Europa, gekennzeichnet, so daß z. B. die Luftdruckverteilung am 20. Februar durch „Mittel-Tief-Hoch" oder abgekürzt „MTH" dargestellt wird; im gleichen Sinne ist die Luftdruckverteilung des 7. Februar durch „HTH", der 14. Januar durch „TTT" charakterisiert.

Hierbei gilt ein auf das Meeresniveau reduzierter Luftdruck von

über 765 mm als „Hoch",
von 765—755 mm als „Mittel",
unter 755 mm als „Tief".

Der Gebrauch hat gezeigt, daß man mit dieser Einteilung verhältnismäßig gut auskommt, wenn man manchmal auch ziemliche Klassifizierungsschwierigkeiten haben

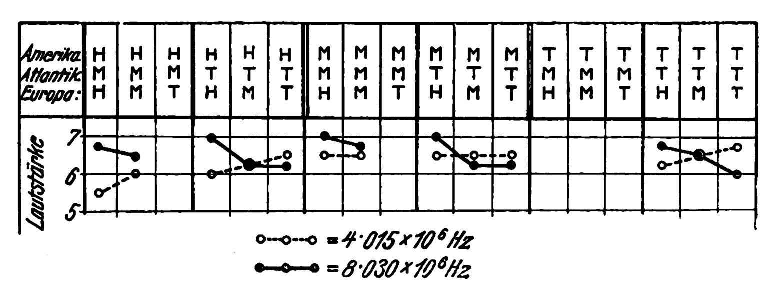


Fig. 3.
Die Hörbarkeit des Senders NAA im Winter 1927/28 in Abhängigkeit von der Luftdruckverteilung.

wird, wie z. B. im Falle des 16. Februar. Diese Schwierigkeiten werden sich aber beheben, wenn einmal ein größeres Beobachtungsmaterial vorliegt, das eine Verfeinerung, evtl. die Aufstellung eines anderen Identifizierungssystemes erlaubt, das alle vorkommenden Fälle zu erfassen gestattet und auch den Einfluß der Jahreszeiten, der in dem vorliegenden Beobachtungsmaterial noch nicht zur Geltung kommt; er wird in einer späteren Mitteilung diskutiert werden.

In Fig. 3 ist nun das gemittelte Resultat des Vergleiches der Lautstärkekurven von Fig. 1 mit den einzelnen Luftdrucktypen der Fig. 2 graphisch dargestellt. Die Uebereinstimmung der Einzelwerte untereinander war sehr gut, es haben sich bloß die Beobachtungen vom 15. Januar, 2., 8. und 16. Februar nicht in das allgemeine Schema einfügen lassen, demnach 7% der Gesamtzahl.

Folgerungen aus Fig. 3.

Aus Fig. 3 lassen sich folgende Regeln ableiten

Frequenz 4.015 Megahertz:

Fallender Luftdruck bedingt Ansteigen der Feldstärke, so daß die größten Feldstärken bei allgemein tiefem Druckniveau auftreten.

Frequenz 4.015 Megahertz ist lauter oder gleichlaut als 8.030 Megahertz:

1. Wenn am Atlantik und über Europa ein Tief herrscht,
2. Wenn über Amerika kein Hoch, am Atlantik ein Tief und über Europa ein Mitteldruckgebiet liegt.

Wesentlich ist für beide Fälle also das Vorhandensein eines Tiefs über dem Atlantik.

Frequenz 8.030 Megahertz:

Hohe Feldstärken kommen nur bei längs der Strecke Washington—Wien ansteigendem Luftdruck vor. Hat die Druckverteilung längs des Weges fallenden Charakter, dann wird die Feldstärke geringer.

Die Art des Luftdruckeinflusses auf die Ausbreitung kurzer Wellen.

Die Frequenz von 4 Megahertz zeigt hohe Feldstärken bei tiefem Druckniveau bzw. geringe Feldstärken bei hohem Luftdruck; hoher Luftdruck setzt somit die Feldstärke herab. Die Tatsache aber, daß die geringsten Feldstärken nur dann eintreten, wenn sich über Amerika ein Hochdruckgebiet findet, zeigt, daß nicht der Mittelwert des über die ganze Strecke verteilten Luftdruckes für die Größe dieses Einflusses maßgebend ist. (Bei Luftdruckverteilung HTT sind die Hörbarkeitsverhältnisse z. B. ganz andere als bei TTH.)

Diese einseitige Abhängigkeit weist darauf hin, daß bei gegebener Druckverteilung die Feldstärke zweier Sender gleicher Leistung und Frequenz verschieden ist, je nachdem die Welle den unhomogenen Luftkörper von der einen oder von der anderen Seite zu durchsetzen hat. Beispielsweise werden also zwei solche in Amerika und Europa bei symetrischen Beleuchtungsverhältnissen zur gleichen Zeit arbeitende Sender gegenseitig ganz verschiedene Feldstärken erzielen.

Dieses eigenartige Verhalten läßt sich erfassen, wenn man den in Betracht kommenden unhomogenen Luftkörper in bezug auf die Längserstreckung in gleichgroße Teile zerlegt und die Wirkungen einer jeden einzelnen solcher nun für sich als homogen zu betrachtenden Luftmasse verfolgt.

Außerdem sind noch folgende Umstände zu berücksichtigen: Während die Wellen mit einer Frequenz von unter 3 Megahertz allgemein mit wachsender Entfernung schwächer zu hören sind und die entsprechende Feldstärkekurve stetig verläuft, zeigen die höheren Frequenzen die Eigenheit der Skipzone, die einen mit wachsender Entfernung vom Sender diskontinuierlichen Verlauf der Feldstärke zur Folge hat.

Die Feldstärkenschwankungen von NAA 4 lassen sich nun fast vollständig erklären, wenn man eine verschiedene Ausbildungsfähigkeit der Skipzone unter dem Einflusse variierender Luftdruckverhältnisse annimmt. Und zwar

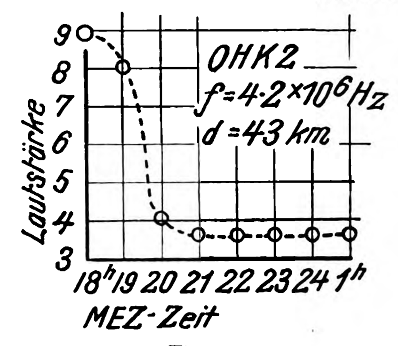


Fig. 4.

kann dieser Einfluß nur in einer absorptionsfreien Energiezerstreuung der elektrischen Wellen unter dem Einflusse der Erdatmosphäre bestehen.

(Die Annahme, daß bei der großen Wellenlänge von NAA 4 eine ausgeprägte Skipzone besteht, wird durch folgende Beobachtung gestützt: Der Sender OHK 2 der Radio-Austria-A.-G. in Deutsch-Altenburg bei Wien unternahm am 12. Februar 1928 in der Zeit von 18 Uhr bis 1 Uhr morgens MEZ eine Versuchssendung mit der Frequenz 4,2 Megahertz. Beobachtungen in Wien, 43 km vom Sender, ergaben die Lautstärkenkurve Fig. 4. Bis zu einer Entfernung von 700 km vom Sender war um Mitternacht überhaupt kein Empfang möglich, erst darüber hinaus wurde OHK 2 [1 kW Gleichstrom-Röhrenleistung] hörbar.)

Das Verhalten der 4-Megahertz-Welle bei verschiedenartiger Luftdruckverteilung über der Zwischenstrecke ließe sich demnach wie folgt darstellen:

In erster Linie besteht die Tendenz zur Ausbildung einer Skipzone, also einer scheinbar unabhängig von der Antenne in einem bestimmten Winkel α (in Fig. 5) nach oben gerichteten Strahlung. Würde die Ausbreitung im Vakuum erfolgen, dann würde auch der Streuungswinkel β dieser

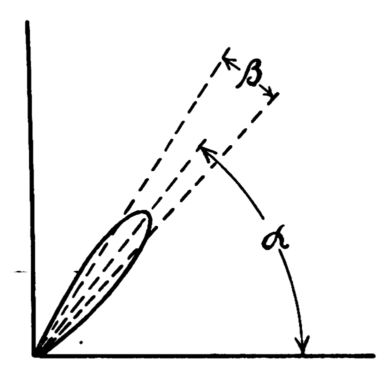


Fig. 5.

Strahlung seine Größe für jedes Energie- und Wegelement beibehalten; unter dem Einflusse der Luft bzw. ihrer veränderlichen Masse erfolgt jedoch längs des Weges eine mehr oder weniger starke Vergrößerung dieses Winkels bzw. eine vergrößerte Streuung, wodurch Energie auch an Orte der Erdoberfläche gebracht wird, die nicht im — später aus anderen Ursachen herabgebogenen — Strahlungskegel der am Sendeort durch α (= Elevationswinkel) und β (= Streuungswinkel) definierten Energiestrahlung liegen.

Die Feldstärke am Empfangsort wird verschieden ausfallen, je nachdem ob die Zerstreuung schon am Sendeort einen großen Wert erreicht oder erst in der Nähe des Empfangsortes stärker wirksam wird. Im letzteren Falle ist die Ausbildung einer großen Skipzone möglich, und der Energietransport erfolgt wegen des kleinen Streuungswinkels ziemlich konzentriert. Eine Zerstreuung am Empfangsort durch das Vorhandensein eines Hochdruckgebietes kann keinen großen Einfluß mehr ausüben, sie ist im Gegenteil manchmal direkt vorteilhaft, weil dann auch noch Orte vor oder nach dem Auftreffpunkt der herabkommenden Welle große Feldstärken erhalten, die sonst bei geringer Zerstreuung am Empfangsort (Tiefdruckgebiet) außerhalb der Zone starker Hörbarkeit liegen würden.

Bei Hochdrucklage am Sendeort tritt schon dort starke Zerstreuung ein, so daß überhaupt nur mehr kleinere Energiemengen zur Ausbreitung in die Ferne gelangen; die am Empfangsort auftreffende Energie wird in dem Maße geringer werden, je höher der die Zwischenstrecke ausfüllende Luftdruck ist.

Das Verhalten der 8-Megahertz-Welle fügt sich ganz in dieses Schema. Da bei ihr zum Erreichen der höchsten Feldstärken ein m i t t l e r e s Niveau des Gesamtluftdruckes notwendig ist, so ist daraus zu schließen, daß Wien meist noch innerhalb der Skipzone dieser Welle lag und die Zerstreuung eine kräftige sein mußte, damit das Energiezentrum nicht über Wien hinwegging. Letzteres ist der Fall, wenn das Druckniveau irgendwo sinkt; dann wird die Zerstreuung geringer, und der Hauptteil der Energie kommt erst hinter der Strecke Washington-Wien zur Erde herab.

Eine endgültige Stütze hierfür gibt eine Diskussion der Luftdruckverhältnisse, wenn die Feldstärke der 4-Megahertz-Welle größer ist als jene mit 8 Megahertz. Es sind dies dann s t e t s jene Fälle, wo die Ausbreitungsbedingungen derart günstig sind, daß die Skipdistanz für 8 Megahertz größer als 7000 km (Washington—Wien) wird, während sie für 4 Megahertz immer näher an Wien heranrückt.

Die Skipdistanz ist hier als jener Abstand vom Sender definiert, bei dem (hinter der toten Zone) die Feldstärke ein Maximum erreicht.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß die Aenderungen in der Hörbarkeit überseeischer Kurzwellensender fast zur Gänze mit Aenderungen in der Luftdruckverteilung über der Zwischenstrecke einhergehen. Es wird daraus gefolgert, daß die Atmosphäre auf die elektrischen Wellen eine einer diffusen Reflexion ähnliche Zerstreuung ausübt, deren Größe sich (auf direktem oder indirektem Wege) mit wechselndem Luftdruck ändert.

(Eingegangen am 15. Mai 1928.)

Eine vereinfachte Schaltung für die Aufnahme von Röhrenkennlinien.

Von L. Bergmann, Breslau.

Bei der Aufnahme der Kennlinien von Elektronenröhren zwecks Ermittlung der Röhrenkonstanten (Steilheit, Durchgriff usw.) benutzt man für gewöhnlich die in Fig. 1 wiedergegebene Schaltung. Eine Batterie Ba liefert die Anodenspannung für die Röhre. Diese Batterie ist entweder stufenweise unterteilt oder über ein Potentiometer Pa geschaltet, das eine stetige Variation der Anodenspannung gestattet. Die Gitterspannung wird einer zweiten Batterie Bg entnommen. Diese ist ebenfalls mit einem Potentiometer Pg verbunden. Ein Umschalter U ermöglicht es, sowohl positive als auch negative Spannungen dem Gitter gegenüber der Kathode zu erteilen. Die Aufnahme der Röhrenkennlinien geht dann für gewöhnlich so vor sich, daß man der Anodenspannung einen bestimmten Wert Va gibt, und für verschiedene Werte Vg der Gitterspannung die Werte des Anodenstromes am Anodeninstrument Ia feststellt. Bei dieser Schaltung benötigt man also zwei voneinander getrennte Batterien; dieselben dürfen auch nicht e i n e n Pol gemeinsam haben, da sonst bei der Umpolung der Gitterspannung eine Kurzschlußschaltung entsteht. Außerdem gebraucht man ein bzw. zwei Potentiometer und einen Umschalter.

Es läßt sich nun die Schaltung ganz wesentlich dadurch vereinfachen, daß man sich eines Potentiometers mit zwei voneinander unabhängigen und voneinander isolierten Schleifkontakten bedient. Man kann hiermit die in Fig. 2 dargestellte Schaltung herstellen. Eine Batterie B ist an das Potentiometer P gelegt. Die positive Anschlußstelle ist

über das Anodeninstrument mit der Röhrenanode verbunden. Der Schieber *Sa* liegt an der Kathode, der Schieber *Sg* an dem Gitter der Röhre. Die Kennlinienaufnahme erfolgt nun in der Weise, daß man mit dem Schieber *Sa* zuerst die gewünschte Anodenspannung einstellt und sie am Voltmeter *Va* abliest. Schiebt man sodann den Potentiometerkontakt *Sg* von der Stellung des Kontaktes *Sa* aus nach der negativen Anschlußstelle des Potentiometers, so erhält das Anodenspannung den Wert Null des Anodenstromes ergibt. Für gewöhnlich kann man als Spannungsquelle ohne weiteres die Netzgleichspannung von 220 bzw. 440 Volt verwenden.

Leider werden bisher von Firmen Potentiometerwiderstände mit zwei getrennten Schiebewiderständen meines Wissens nach nicht hergestellt. Meistens läßt sich aber an jedem vorhandenen Schiebepotentiometer noch eine zweite

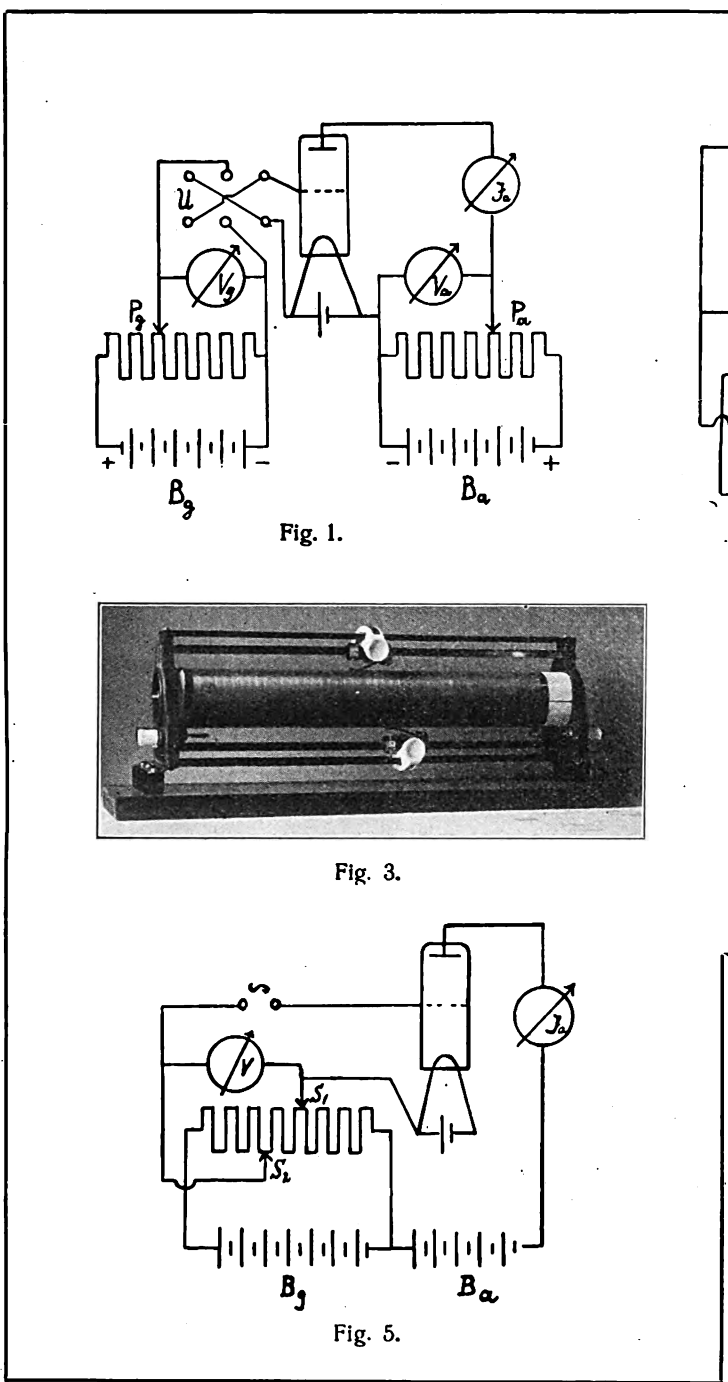


Fig. 1.

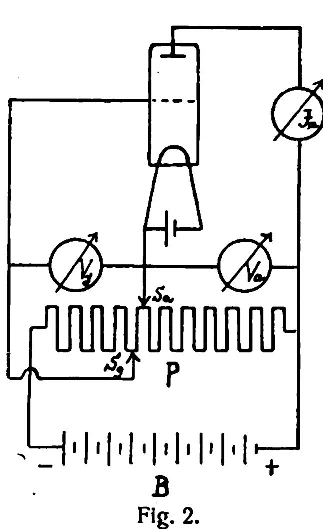


Fig. 2.

Fig. 3.

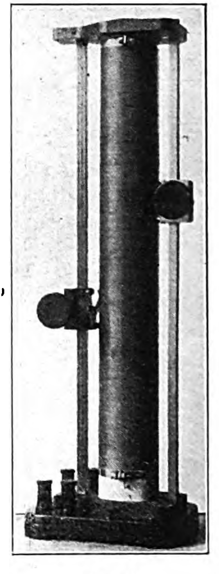
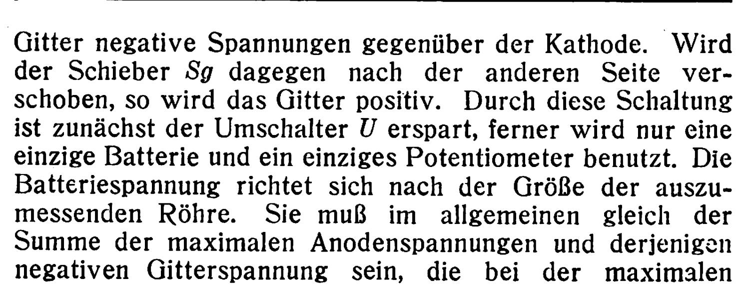


Fig. 4.

Fig. 5.

Gleitschiene mit Schiebekontakt anbringen. Bei den Versuchen des Verfassers wurde zunächst ein 5000-Ohm-Potentiometer der Firma Hanns Hase Reo, Berlin, benutzt, das sich durch einen besonders sorgfältig durchkonstruierten Kontaktschieber für Meßzwecke ausgezeichnet bewährte. Es wurde bei diesem Potentiometer an der unteren Seite noch eine zweite Gleitschiene mit Kontaktschieber angebracht, wie dies aus der Fig. 3 zu erkennen ist[1]).

Neuerdings werden von der genannten Firma Schiebewiderstände hergestellt, bei denen die Gleitschiene zur Zahnstange ausgebildet ist. Der Schiebekontakt kann mittels eines Zahnbetriebes durch einen Drehknopf bewegt werden. Diese Art von Widerständen eignet sich besonders für den oben angegebenen Zweck, da einmal eine exakte Einstellung der Gittervorspannung möglich ist, andererseits durch die Bestätigung des Schiebekontaktes von der Seite her sich ohne Schwierigkeit der zweite Gleitkontakt unter dem Widerstand anbringen und bedienen läßt. Fig. 4 zeigt einen derartigen Widerstand in vertikaler Anordnung.



Gitter negative Spannungen gegenüber der Kathode. Wird der Schieber *Sg* dagegen nach der anderen Seite verschoben, so wird das Gitter positiv. Durch diese Schaltung ist zunächst der Umschalter *U* erspart, ferner wird nur eine einzige Batterie und ein einziges Potentiometer benutzt. Die Batteriespannung richtet sich nach der Größe der auszumessenden Röhre. Sie muß im allgemeinen gleich der Summe der maximalen Anodenspannungen und derjenigen negativen Gitterspannung sein, die bei der maximalen

Diese Widerstände mit zwei voneinander unabhängigen Schiebekontakten können nun außer bei den oben er-

[1]) Die Firma Hanns Hase Reo G. m. b. H., Berlin-Neukölln hat sich bereit erklärt, auf Wunsch Potentiometerwiderstände mit 2 Gleitschienen herzustellen.



wähnten Kennlinienaufnahmen auch noch an allen den Stellen verwendet werden, wo man gleichzeitig zwei variable Gleichspannungen benötigt. Ich will nur noch den Gebrauch bei dem Zusammenbau eines Röhren-Voltmeters gemäß der Schaltung der Fig. 5 erwähnen[2]). Der Schieber S_1 dient zum Einstellen der negativen Gittervorspannung, um den Anoden-Gleichstrom auf Null einzuregulieren. Der Schieber S_2 gibt die Vergleichsspannung, die bei angelegter zu messender Wechselspannung den Anodenstrom wieder auf Null bringt, und deren Wert, abgelesen am Voltmeter V, gleich ist dem Maximalwert der zu messenden Wechselspannung.

[2]) So z. B. L. Bergmann, Ein einfaches Röhren-Voltmeter zum Messen kleiner Wechselspannungen, Telefunken-Zeitung 1924, Nr. 37, S. 28 und Radio-Amateur 4, S. 209, 1926.

Zusammenfassung.

Es wird ein Schiebewiderstand mit zwei voneinander unabhängigen und voneinander isolierten Schiebekontakten beschrieben, der in Potentiometerschaltung unter Benutzung nur einer einzigen Batterie zwei variable Gleichspannungen liefert. Diese Widerstandsanordnung kann speziell bei der Aufnahme von Röhren-Kennlinien Verwendung finden und vereinfacht die bisher übliche Schaltung sehr.

(Eingegangen am 18. Juni 1928.)

Zusammenfassender Bericht. Über neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten.

Von **Ferdinand Trendelenburg**, Berlin-Siemensstadt.

(Fortsetzung)*)

3. Schallsender.

Die theoretische Behandlung und die praktische Ausführung von Schallsendern weist ganz prinzipielle Verschiedenheiten auf, je nachdem diese Schallsender dazu bestimmt sind, entweder große Frequenzbereiche zu umfassen oder nur ein ganz enges Tongebiet abzustrahlen. Während nämlich bei der letzterwähnten Gruppe die Frage des Wirkungsgrades im Vordergrund steht, muß für die erstgenannte Gruppe neben dem Bestreben, einen ausreichenden Wirkungsgrad zu erzielen, ganz besonders die Forderung berücksichtigt werden, daß dieser Wirkungsgrad für den akustisch wichtigen Bereich konstant bleibt; mit anderen Worten: es soll eine weitgehend klanggetreue Uebertragung erreicht werden. Wir wollen uns im folgenden zunächst der Besprechung derjenigen elektrischen Schallsender zuwenden, welche einen großen Frequenzbereich wiederzugeben in der Lage sind. Hieran mögen sich einige Bemerkungen über neuere „Ton"-sender reihen, zum Schluß des Abschnittes sollen dann einige Ausführungen über Musikinstrumente und ihre Klänge folgen; unsere Kenntnisse auf diesem Gebiet haben sich in der letzten Zeit erheblich erweitert.

Die wichtigste Forderung, welcher wir genügen müssen, wenn wir mit einem Schallsender große Frequenzbereiche praktisch klanggetreu wiedergeben wollen, ist diejenige, daß der Wiedergabeapparat in seinem elektrischen, seinem mechanischen und seinem akustischen Teil keinerlei schwach gedämpfte Eigenschwingungen ausführt; würde eine solche Schwingungsmöglichkeit vorhanden sein, so würde das betreffende Tongebiet mit verfälscht großer Amplitude wiedergegeben werden. Die älteren Modelle elektrischer Schallsender enthielten fast ausnahmslos solche Schwingungssysteme insbesondere mechanischer und auch akustischer Natur. Auf dem mechanischen Gebiet traten Schwierigkeiten stets dann auf, wenn bei dem mechanisch-akustischen Umformungsprozeß eine am Rande eingespannte Membran eine vermittelnde Rolle spielt. Die zahlreichen Schwingungsmöglichkeiten, welche die am Rande eingespannte Membran bietet, sind bekannt — auch die Vergrößerung der Dämpfung der Eigenschwingungen konnte nur beschränkte Verbesserungen bringen. Zur Erzielung einer ausreichenden akustischen Strahlung insbesondere für die tiefen Frequenzen wurde früher meist

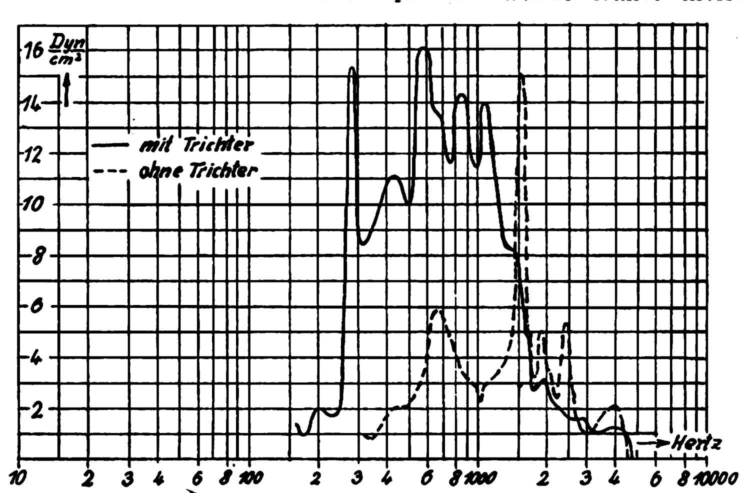


Fig. 1.
Frequenzkurven eines elektromagnetischen Lautsprechers.

die Membran mit einem Schalltrichter gekoppelt; der Schalltrichter bedingt seinerseits weitere Eigenschwingungsmöglichkeiten auf akustischem Gebiet, wenn sich diese auch durch geeignete Formgebung wie z. B. durch den Exponentialtrichter zurückdrängen lassen[1]). Um einen Ueberblick zu geben, wie weit man auf ungefähr gleichmäßige Wiedergabe bei einem gewöhnlichen elektro-

*) I. Teil ds. Jahrbuch 32, S. 27, 1928.
II. Teil ds. Jahrbuch 32, S. 94, 1928.

[1]) Über Schalltrichter vgl. z. B. die Darlegungen bei J. B. Crandall, Theorie of vibrating systems and sound, New York, 1926, S. 152. Weitere Ausführungen zu dieser Frage finden sich insbesondere auch in einer Arbeit von C. R. Hanna „Loudspeakers of high efficiency and load pacacity". Journ. Am. Inst. El. Eng. 47, S. 253, 1928.

magnetischen Trichterlautsprecher rechnen kann, sei Fig. 1 eingeschaltet, die Messungen darstellt, welche von E. Meyer[2]) mit der Rayleighschen Scheibe durchgeführt wurden. Man sieht, daß der betreffende Lautsprechertyp nur in der Lage ist, etwa 2 Oktaven mit ausreichender Klanggüte wiederzugeben.

Dem verstorbenen Hans Riegger gebührt das Verdienst, zuerst in theoretisch wohl begründeter Weise gezeigt zu haben, wie eine klanggetreue Uebertragung praktisch des ganzen akustischen Bereichs möglich ist. Seine bereits Anfang 1924 fertiggestellte Arbeit[3]) über die Theorie der Lautsprecher behandelt diesen Fragenkomplex in grundlegender Weise; die eine von ihm bereits damals gebaute Lautsprechertype hat inzwischen vielfache Verwendung gefunden.

Das Bestreben, Störungen durch Resonanz zu vermeiden, führte zunächst zu der Forderung, nur solche Systeme zur Uebertragung zu verwenden, deren Eigenschwingungen nur unterhalb oder auch nur oberhalb des zu übertragenden Gebietes liegen. Wir werden sehen, daß hier aus akustischen Gründen nur diejenigen Systeme in Frage kommen, welche tief abgestimmt sind. Zur Ausschaltung der akustischen Resonanzen im Trichter wurde dieser vermieden und statt dessen, um einen ausreichenden

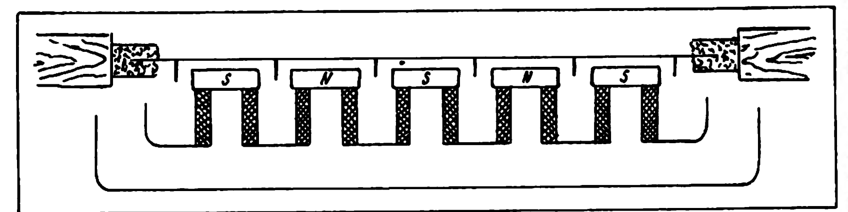


Fig. 2.
Querschnitt durch den Blatthaller.

Wirkungsgrad zu erzielen, als strahlendes Organ die große, an ihrer ganzen Oberfläche praktisch gleichmäßig erregte Kolbenmembran eingeführt. Die Kolbenmembran selbst ist in die Oeffnung einer starren, gegen alle für die Uebertragung wichtigen Wellen großen Wand eingebaut. Lord Rayleigh[4]) gab die theoretischen Grundlagen für die Berechnung des Schallfeldes der Kolbenmembran. Nach Aigner[5]) wird die ausgestrahlte Schalleistung

$$L = \frac{\varrho \cdot \pi \cdot R^4 \, \omega^4 \, x_0^2}{4 \, c} \qquad 1$$

wobei ϱ die Luftdichte, R der Membranradius, x_0 die Membranamplitude und c die Schallgeschwindigkeit ist. Die Formel gilt, solange die Wellenlänge λ groß gegen R ist.

Man sieht, daß die Schalleistung mit der 4. Potenz der Frequenz steigt; um die klanggetreue Schallübertragung sicherzustellen, ist also die Abnahme der Membranamplitude mit dem Quadrat der Frequenz erforderlich. Diese Bedingung ist aber für solche Systeme erfüllt, deren Eigenschwingung tiefer als der für die Uebertragung in Frage kommende Frequenzbereich liegt.

Riegger[6]) hat den Strahlungswiderstand auch außerhalb des Geltungsbereiches der Formel 1, also für diejenigen Wellenlängen, die nicht mehr groß sind gegen den Membrandurchmesser, berechnet; es zeigt sich, daß der Strahlungswiderstand dann nicht mehr so stark zunimmt, daß es ausreichen würde, um den Abfall der Membranamplitude zu kompensieren. Es tritt dann also ein Abfall des Wirkungsgrades ein, ein Umstand, der zunächst noch nicht sehr störend wirkt, weil für die kürzeren Wellen nun

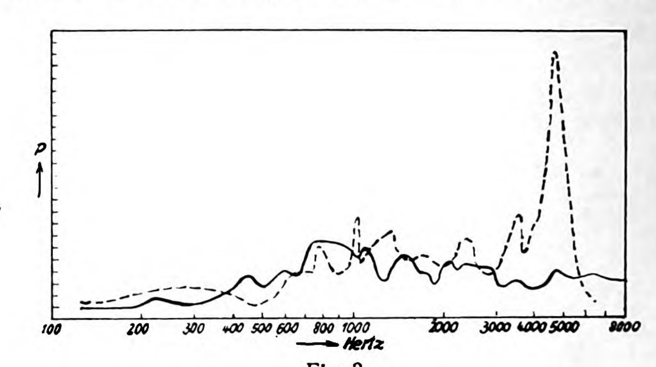


Fig. 3.
Frequenzkurve verschiedener Blatthallermodelle.

die Richtwirkung der Membran eine Rolle zu spielen beginnt, so daß in den Gebieten nahe der Mittelnormalen der Kolbenmembran die Uebertragung doch noch genähert richtig bleibt; nur stark seitlich beginnen die höheren Frequenzen nachzulassen. Wir können uns ein Eingehen auf die Fragen der Richtwirkung hier ersparen, da wir diese Probleme bereits im Abschnitt 2 ausführlich behandelten.

Zur Erregung der Membran verwendete Riegger das elektrodynamische Prinzip. Auf der Membran eines „Blatthallers" (Fig. 2) ist ein Kupferband in mäanderförmigen Windungen festgenietet. Durch das Kupferband läuft der wiederzugebende Fernsprechstrom, das Kupferband taucht in ein entsprechend gestaltetes Magnetfeld ein; die Wechselwirkung zwischen stromdurchflossenen Leitern und Magnetfeld erregt die Schwingungen der Membran. Auf Einzelheiten der technischen Anordnung können wir hier nicht eingehen, es sei dieserhalb auf andere Veröffentlichungen verwiesen[7]). Wir wollen uns hier darauf beschränken, zu zeigen, wie weit eine klanggetreue Uebertragung mit dem Blatthaller sichergestellt ist. Fig. 3 zeigt

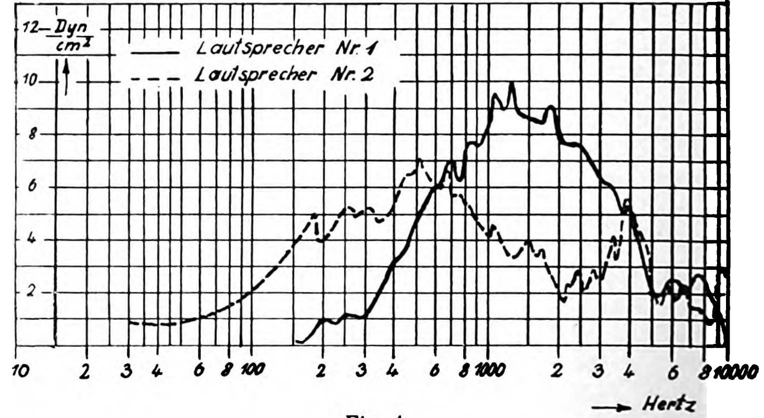


Fig. 4.
Frequenzkurven eines elektrodynamischen und eines elektrostatischen Lautsprechers.

die Frequenzkurve verschiedener Blatthallermodelle, so wie sie mit der Rayleighschen Scheibe ermittelt werden konnte.

Ein Lautsprecher, der als strahlende Fläche ebenfalls ein genähert nach dem Prinzip der Kolbenmembran

[2]) E. Meyer, E. N. T. Bd. 3, S. 293, 1926.
[3]) H. Riegger, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern, Bd. 3, S. 67, 1924, Heft 2.
[4]) Lord Rayleigh, Theory of sound II § 302.
[5]) F. Aigner Unterwasserschalltechnik S. 114 ff.
[6]) H. Riegger Wiss. Veröff. a. d. Siemens Konzern III/2 S. 67 ff., 1924.

[7]) Vgl. z. B. F. Trendelenburg, Über Bau und Anwendung von Großlautsprechern, E. T. Z., 48, S. 1685, 1927.

arbeitendes Gebilde aufweist, ist der Rice-Kellogg-lautsprecher, über den ein Jahr nach der grundlegenden Arbeit H. Rieggers aus Amerika berichtet wurde[8]). Die schallstrahlende Fläche des Rice-Kellogg-Lautsprechers ist als Kegel ausgebildet, die Spitze des Kegels ist abgestumpft und trägt eine Spule, die in das Feld eines Topfmagneten eintaucht. Der Kegel — aus Papier gefertigt — schwingt bei langsamen Frequenzen in seiner ganzen Oberfläche, für hohe Frequenzen ist der Kegel nicht mehr in sich starr, die Schwingungsamplitude nimmt dann nach dem Rande hin ab. Die Frequenzkurve[9]) eines Lautsprechers, der nach diesem Prinzip arbeitet, zeigt Fig. 4, (Kurve 2). In der gleichen Fig. (Kurve 1) ist die Frequenzkurve eines elektrostatisch erregten Lautsprechers, dessen Membran aus Gummi besteht, dargestellt.

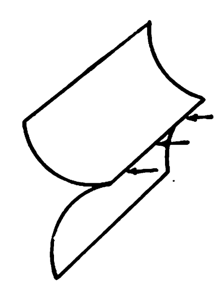


Fig. 5.
Der Faltenlautsprecher.

Es sei hier weiterhin der Faltenlautsprecher erwähnt, über den E. Gerlach[10]) auf der Jahresversammlung des Verbandes der Elektrotechniker 1926 berichtete. Das Schema des Faltenlautsprechers zeigt Fig. 5 und 6. Auch

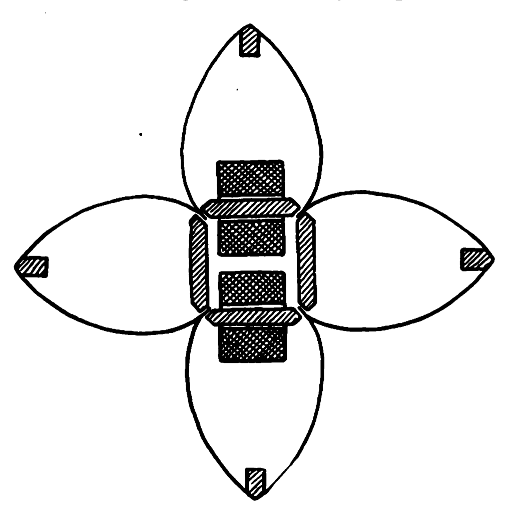


Fig. 6.
Elektrodynamischer Faltenlautsprecher.

bei diesem Lautsprecher ist als schallabstrahlendes Organ eine Fläche verwendet: ein gefaltetes Blatt aus Pertinax, die Fläche besitzt eine sehr tief liegende Eigenschwingung. Die Erregung erfolgt entweder elektrodynamisch durch einen auf der Falte festgenieteten Kupferleiter oder auch bei einem anderen Modell (dem „Protos"lautsprecher) elektromagnetisch. Ueber den Frequenzumfang gibt Fig. 7 Auskunft, die von E. Gerlach mit seinem automatischen Registrierverfahren[11]), bei dem ein Bändchenmikrophon als Empfänger verwendet wurde, aufgenommen wurde. Bemerkt sei ausdrücklich, daß die Amplituden hier im Gegensatz zu den anderen Kurven in logarithmischem Maß aufgezeichnet sind, so daß ein Vergleich der Kurven nur mittelbar möglich ist.

Es wurden hier nur solche Arbeiten besprochen, in denen eine systematische Klärung der akustischen Eigenschaften eines Schallsenders angestrebt wurde. Auf die Darstellung zahlreicher anderer technischer Lösungen[12]) muß

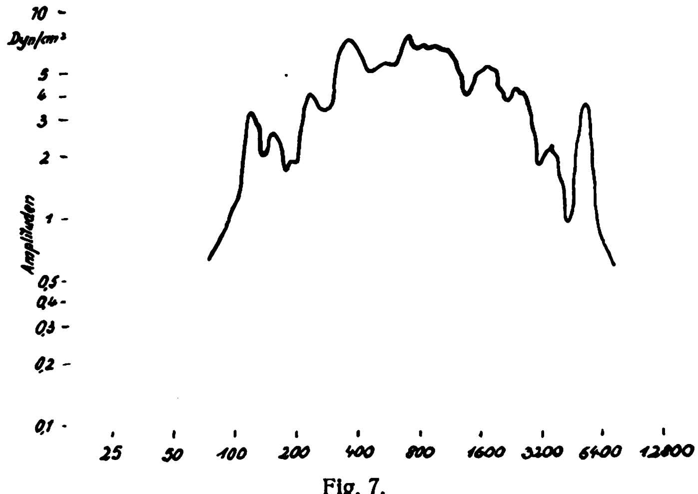


Fig. 7.
Frequenzkurve des Protoslautsprechers.

hier verzichtet werden. Es erscheint aber angezeigt, noch mehrere Kurven einzufügen, welche Grützmacher und Meyer[13]) zur Untersuchung des Frequenzumfangs von Kopfhörern aufnahmen. Als Empfänger diente hierbei ein Kondensatormikrophon, das über ein künstliches Ohr mit dem zu untersuchenden Telefon gekoppelt wurde. Das künstliche Ohr bestand hierbei aus einem kleinen von Messing umgebenen Hohlraum. Ausdrücklich bemerkt wird, daß dieser Hohlraum im Gegensatz zum menschlichen Ohr keine Schallabsorption besitzt, und daß daher auch die

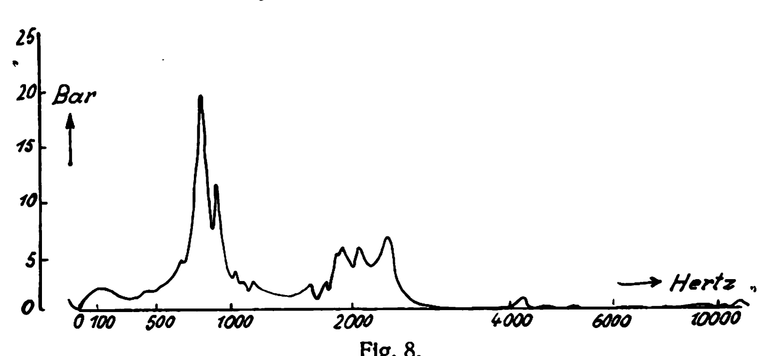


Fig. 8.
Frequenzkurve eines elektromagnetischen Fernhörers.

Resonanzstellen weniger gedämpft erscheinen, als wie sie dies beim praktischen Einsatz sind.

Fig. 8 ist die Frequenzkurve eines großen elektromagnetischen Kopfhörers niedriger Ohmzahl, und Fig. 9 diejenige eines elektrostatischen Kopfhörers, bei dem eine

[8]) C. W. Rice u. E. W. Kellogg, Journ. Am. Inst. Electr. Eng. 44, S. 982 1925.

[9]) Entnommen: E. Meyer, ENT. 3, S. 295, 1926.

[10]) E. Gerlach, V. D. E.-Fachber. d. 31. Jahresvers. d. Verb. d. Elekt. Wiesbaden 1926.

[11]) E. Gerlach, ZS. d. techn. Phys. 8, S. 515, 1927.

[12]) Vgl. z. B. J. Engl, Der tönende Film, Braunschweig, 1927, S. 76. Dort ist der elektrostatische Lautsprecher nach Voigt-Engl-Masolle beschrieben. Weitere Angaben über verschiedene Lautsprechersysteme bei E. Gerlach, Lautsprecher, im Taschenbuch der drahtl. Telegraphie, herausgegeben von Banneitz, Berlin 1927, Verlag von J. Springer, S. 548 ff. F. Trendelenburg, Über Bau und Anwendung von Großlautsprechern, E T Z. 48, S. 1685, 1927. Auch sei hier auf eine ausführliche Darstellung des Gebietes der elektrischen Schallsender von H. Lichte hingewiesen, Hdb. d. Physik, Bd. VIII, Kapitel 6.

[13]) M. Grützmacher und E. Meyer, E N T. 4, S. 203, 1927.

mit Kohlepulver bedeckte Gummimembran gegenüber einer durchlöcherten Elektrode schwingt.

Wir haben jetzt die Frage der klanggetreuen Schallübertragung nur von dem einen Gesichtspunkt aus behandelt: wie groß ist der Frequenzumfang eines Lautsprechers? Einen anderen, ebenfalls sehr wichtigen Gesichtspunkt müssen wir jetzt behandeln; es ist dies die Frage der Linearität der Wiedergabe. Zu welch schweren Fehlern in der Uebertragung Abweichungen von der Linearität führen, möge folgende kurze Betrachtung zeigen:

Die angreifende Kraft an dem schallabstrahlenden System sei aus zwei Teilkräften von der Kreisfrequenz ω_1 und ω_2 zusammengesetzt. Es sei also $k = k_1 \sin \omega_1 t + k_2 \sin \omega_2 t$. (3)

Sind nun Abweichungen von der Linearität vorhanden, so treten in der erzwungenen Schwingung neben den

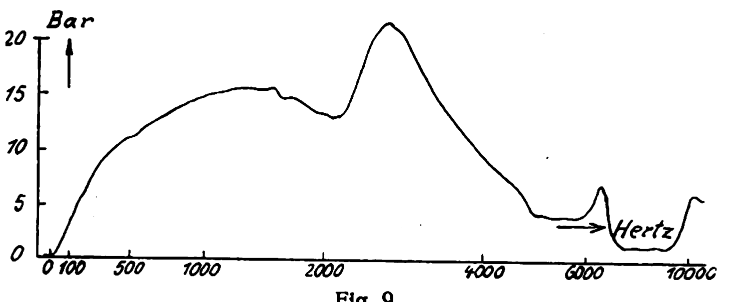


Fig. 9.
Frequenzkurve eines elektrostatischen Fernhörers.

ursprünglichen Frequenzen ω_1 und ω_2 neue Frequenzen ω_k (Kombinationstöne) auf, die sich nach der Vorschrift bilden: $\omega_k = m\,\omega_1 \pm n\,\omega_2$ (3), wobei m und n die Reihe der ganzen Zahlen durchlaufen. Daß ein solches Entstehen neuer, in dem ursprünglichen Klang garnicht vorhandener Teiltöne zu schweren Beanstandungen Anlaß geben kann, liegt auf der Hand. Nehmen wir beispielsweise an, daß der Schallsender den Vokal a wiederzugeben habe (hauptsächlich wichtige Teiltöne bei 800 und 3000) so wird dieser durch Kombinationsbildung in Ae verwandelt (3000 — 800 = 2200, ein Ton, der im Formantgebiet des Ae liegt!)

Hinsichtlich der Linearität besitzt das elektrodynamisch angeregte System große Vorteile, die vor allen Dingen dann in Erscheinung treten, wenn es sich darum handelt, große Schalleistungen abzustrahlen. So kann z. B. die Blatthallermembran recht beträchtliche Amplituden ausführen, ohne daß die Leiter das Feld verlassen, und damit Abweichungen von der Linearität auftreten, auch sonst hat sich die zu erwartende Linearität gerade dieser Lautsprechertype in vollem Umfang bestätigt. E. Meyer[14]) hat kürzlich Messungen der Linearität angestellt, über deren Ergebnis hier kurz berichtet sei. E. Meyer benutzt als Maß der nichtlinearen Verzerrung das Verhältnis der effektiven Druckamplitude der Obertöne zu der effektiven Druckamplitude des Grundtones, ein Verhältnis, das nach einem Vorschlag von Küpfmüller[15]) als Klirrfaktor bezeichnet wird. Zur Messung des Klirrfaktors erregt E. Meyer den zu untersuchenden Schallsender durch einen sinusförmigen Ton, die Druckmessung im Schallfeld erfolgt mit dem Kondensatormikrophon nach der Kompensationsmethode.

Die Tabelle 1 enthält die Klirrfaktoren für zwei elektromagnetische Membranlautsprecher mit permanentem Magnet in Abhängigkeit von der Frequenz. Der eine Lautsprecher (a) besitzt einen der üblichen Blechtrichter, der andere (b) eine mit der Eisenmembran starr verbundene konusförmige Papiermembran.

Tabelle 1.

Hertz	160	200	250	300	400	500	700	1000	1400
a	2,8	1,2	0,6	0,05	0,1	0,02	0,02	0,005	0,005
b	0,3	0,6		0,5	0,3		0,1	0,04	0,04

Beide Lautsprecher wurden mit einem Strom von 2 mA erregt. Auffallend groß ist der Klirrfaktor bei tiefen Frequenzen, ein Umstand, der durch die schlechte Strahlung der tiefen Frequenzen bei diesen Lautsprechertypen hervorgerufen wird; diese läßt die tieferen Grundtöne vor den höheren besser gestrahlten Obertönen zurücktreten.

Tabelle 2 gibt die Abhängigeit des Klirrfaktors von der Größe des erregenden Stromes wieder, die Messung ist bei Lautsprecher a mit der Frequenz 250 Hertz, bei Lautsprecher b mit etwa 300 Hz. durchgeführt.

Tabelle 2.

mA	0,5	1	2	4
a	0,1	0,2	0,3	0,7
b	0,1	0,3	0,5	1,3

Die Tabelle zeigt, daß der Klirrfaktor mit wachsender Erregung stark anwächst. E. Meyer gibt folgende Möglichkeiten als Ursachen für diese nichtlinearen Verzerrungen an:

1. Die Membranamplitude ist nicht mehr klein gegenüber dem Abstand Magnetpol-Membran.
2. Der Wechselmagnetfluß in Membran und Eisenkern ist nicht mehr klein gegen den permanenten Magnetfluß.
3. Die Magnetisierungskurve ist nicht gradlinig.

Welche der einzelnen Möglichkeiten vorherrscht, wollen wir hier nicht näher behandeln.

E. Meyer untersuchte noch eine andere elektromagnetische Lautsprechertype, bei der die Erregung durch ein nach Art des polarisierten Relais arbeitendes System erfolgt; ein Anker, welcher zugleich die Wicklung für den Wechselstrom trägt, befindet sich in der Mitte zwischen den Polen eines permanenten Magneten. Derartige Anordnungen zeichnen sich durch bessere Linearität aus. Tabelle 3 gibt die Klirrfaktoren eines nach dieser Art erregten Lautsprechers:

Tabelle 3.

Hertz	160	300	600	800	1400
	0,1	0,1	0,03	0,02	0,01

Auch die elektrostatisch erregten Lautsprecher besitzen nicht unerhebliche Klirrfaktoren, die teilweise dadurch bedingt sind, daß die zur Erregung dienende Wechselspannung nicht mehr gegen die überlagerte Gleichspannung vernachlässigt werden kann. Teilweise ist der Klirrfaktor aber auch deswegen recht beträchtlich, weil die Membranamplitude nicht mehr klein ist zum Abstand Membran-Gegenelektrode. Gerade dieser letzte Umstand ist aber schwer zu vermeiden, weil mit der Vergrößerung dieses Abstandes der Wirkungsgrad rasch abnimmt. Tabelle 4 zeigt die Klirrfaktoren für einen elektrostatischen Lautsprecher mit loser Membran (a) und einen mit gespannter Membran (b).

Tabelle 4.

Hertz	200	400	800
a	0,4	0,2	0,02
b	0,3	0,1	

Als die beste Erregungsart hinsichtlich des Klirrfaktors

14) E. Meyer, ENT. Bd. 4, S. 509, 1927.
15) K. Küpfmüller. Fachber. d. 31. Jahresvers. d. V. d. E. S. 87, 1926.

erwies sich die elektrodynamische Erregung. So zeigten Messungen, daß der Klirrfaktor beim Rieggerschen Blatthaller auch für die tiefen Frequenzen unter 0,01 blieb.

Die bisherigen Angaben mögen genügen, um einen kurzen Abriß der jüngsten Entwicklung der Lautsprecher zu geben, insbesondere sollen es die Angaben ermöglichen zu beurteilen, wie weit heute eine klanggetreue Schallübertragung möglich ist und wo noch Fehlerquellen liegen.

Auf zwei Arbeiten[16]), welche für die mechanisch-akustische Wirkungsweise der Fernhörer von Bedeutung sind, sei hier noch hingewiesen. E. Waetzmann und K. Schuster untersuchten die Kopplungsschwingungen kontinuierlicher Teilsysteme. Die Versuche wurden an Lufträumen durchgeführt, welche durch Membran-Telephone erregt wurden. Die Theorie der Koppelschwingungen zwischen Telephonmembranen und Lufträumen gab K. Schuster. Das Problem kann mit Hilfe der Ritzschen Methode beliebig genau gelöst werden. Eine weitere Näherungsmethode wird angegeben.

(Fortsetzung folgt.)

[16]) F. Waetzmann u. K. Schuster, Ann. d. Phys. (IV), Bd. 84, S. 507, 1927; K. Schuster, Ann. d. Phys. (IV), Bd. 84, S. 525, 1927.

Referate.

E. O. Hulburt. Die Absorption von Wellen in der oberen Atmosphäre. (The absorption of radio waves in the upper atmosphere.) Phys. Rev. **29**, 706—716, 1927.

1. Theorie.

Die Tatsache, daß die Amplitude von Wellen mit Wellenlängen unter 150 m mit der Entfernung x schneller abfällt, als $\sim \frac{1}{x}$, weist auf Absorption in den oberen Schichten der Atmosphäre hin. Dere Verfasser berechnet nun den Absorptionskoeffizienten von Wellen in einer elektronenhaltigen Atmosphäre und vergleicht die daraus abgeleitete Abnahme der Amplitude mit der beobachteten.

Die Annahme für die Rechnung ist die, daß die Wirkung der Stöße der Elektronen mit den Gasmolekeln und evtl. Ionen sich ersetzen läßt durch eine Reibungskraft gv, worin $g = 2\,mf$ ist (v = Geschwindigkeit der Elektronen, m Masse derselben, f = Anzahl der Stöße/sec). Definiert man den Absorptionskoeffizienten k in der üblichen Weise durch die Beziehung $A = A_0 e^{-kx}$, worin A die Wellenamplitude in der Entfernung x cm vom Sender bedeutet, und ist c die Phasengeschwindigkeit in einer elektronenhaltigen Atmosphäre, c_0 diejenige in einer elektronenfreien, so erhält man folgende Gleichungen:

a) Ausbreitung in der Richtung des magnetischen Erdfelds: zwei zirkular polarisierte Wellen mit den folgenden Eigenschaften

$$\left(\frac{c_0}{c_1}\right)^2 = 1 - \frac{C\lambda^2(1-{}^{\lambda}/_{\lambda_0})}{(1-{}^{\lambda}/_{\lambda_0})^2 + G^2\lambda^2}; \quad k_1 = \frac{\pi C G}{({}^1/\lambda - {}^1/\lambda_0)^2 + G^2} \qquad (1)$$

$$\left(\frac{c_0}{c_2}\right)^2 = 1 - \frac{C\lambda^2(1+{}^{\lambda}/_{\lambda_0})}{(1+{}^{\lambda}/_{\lambda_0})^2 + G^2\lambda^2}; \quad k_2 = \frac{\pi C G}{({}^1/\lambda + {}^1/\lambda_0)^2 + G^2} \qquad (2)$$

b) Ausbreitung senkrecht zum magnetischen Erdfeld:

$$E \,\|\, H: \left(\frac{c_0}{c_3}\right)^2 = 1 - \frac{C\lambda^2}{1+G^2\lambda^2}; \quad k_3 = \frac{\pi C G}{1/\lambda^2 + G^2} \qquad (3)$$

$$E \perp H: \left(\frac{C_0}{C_4}\right)^2 = \frac{(A^2+B^2)^{1/2} + A}{2\,Q}; \quad k_4^2 = \frac{2\pi^2}{\lambda^2}\,\frac{(A^2+B^2)^{1/2} - A}{Q} \qquad (4)$$

Die Gleichungen 1—3 gelten unter der Voraussetzung, daß die Absorption gering ist ($1 - e^{-k\lambda} \ll 1$) die Gleichung (4) allgemein. In diesen Gleichungen bedeutet

$$C = Ne^2/\pi m, \quad \lambda_0 = 2\pi c_0 m/He, \quad G = g/2\pi c_0 m = f/\pi c$$

(m = Masse eines Elektrons, N = Elektronenkonzentration, c = Lichtgeschwindigkeit in elektronenfreier Atmosphäre; A, B und Q sind Abkürzungen für ziemlich komplizierte Funktionen der Größen C, G, λ, λ [vgl. Originalarbeit].)

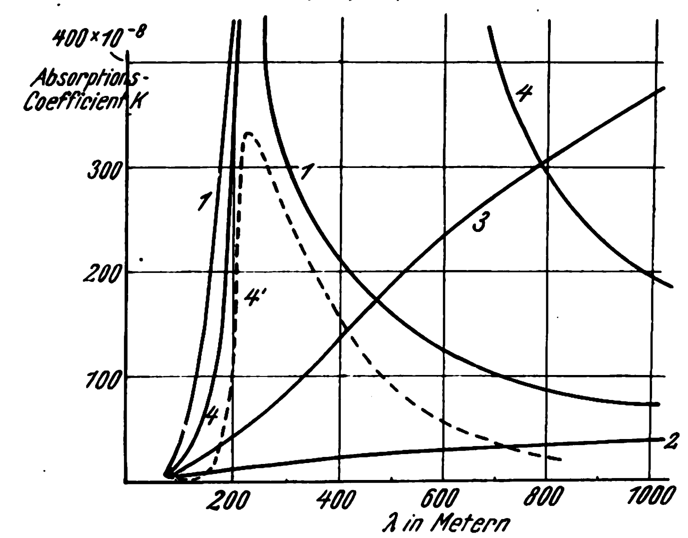


Fig. 1.

In Fig. 1 ist der Absorptionskoeffizient für die 4 Wellen in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Die gestrichelte Kurve 4' ist identisch mit der Kurve 4, nur sind die Ordinaten im Verhältnis 1 : 10 reduziert. In Fig. 2 sind die Teile der Kurven von Fig. 1, die sich auf ganz kurze Wellen beziehen, in vergrößertem Maßstab wiederholt. Die Annahmen bei diesen Kurven sind

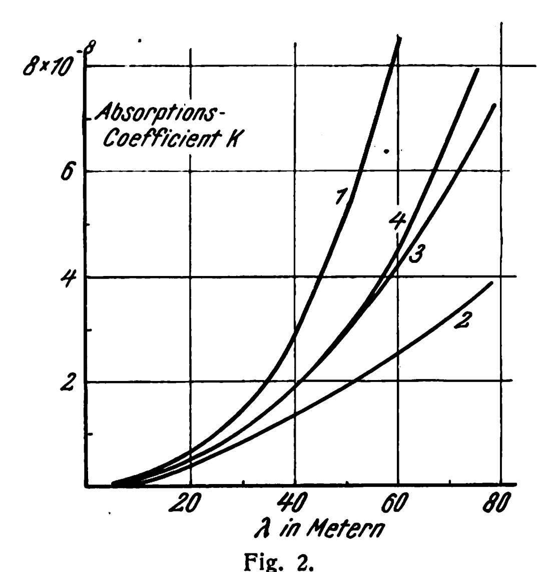


Fig. 2.

$H = 0{,}5$ C G S (das liefert $\lambda_0 = 214$ m), $N = 280/\text{cm}^3$, $G = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$. — Das entspricht einer mittleren Molekeldichte von $5 \cdot 10^{14}/\text{cm}^3$, wie es in einer Höhe von 50 Meilen (ca. 90 km) über der Erde zu erwarten ist; bei einer Temperatur von —50° folgt dafür aus der kinetischen Gastheorie als Zahl der Stöße $f = 1{,}4 \cdot 10^6$/sec und daraus $G = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$.

2. Vergleich mit Beobachtungen.

In den Kurven *a* und *b* von Fig. 3 sind Messungen dargestellt, die Heising, Schelleng und Southworth (Proc. Inst. Radio Eng. **14**, 613, 1926, ref. ds. Jahrb. **29**, 92, 1927) bei Tag an den Wellenlängen 44 und 66 m gemessen haben. Man kann diese Kurven vergleichen mit denjenigen, die sich für einen mittleren Absorptionskoeffizienten

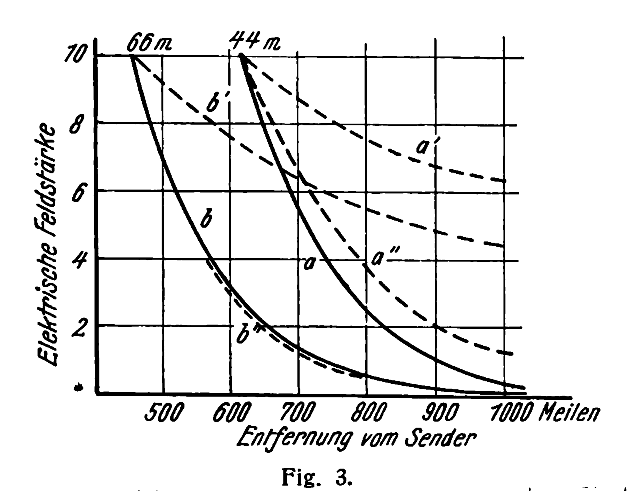


Fig. 3.

ergeben, wenn man gewisse Annahmen über den Weg der Strahlen macht. Denn das *x* in der Gleichung oben bedeutet natürlich die Entfernung längs des Wegs der Strahlen, nicht längs der Erdoberfläche. Der Verfasser nimmt nun an, daß die Wellen in einer Schicht von 100 Meilen (180 km) Höhe reflektiert werden. Unter dieser Voraussetzung würden sich, wenn keine Absorption vorhanden wäre und die Amplitude $\sim \frac{1}{x}$ abnehmen würde, die Kurven *a'* und *b'* ergeben, bei denen die Amplitude viel langsamer abnimmt, als aus den Messungen tatsächlich folgt. Berechnet man aus dem Anfang und Endpunkt der Kurve *b* den Absorptionskoeffizient *k*, so folgt $k = 5 \cdot 10^{-8}$ in guter Uebereinstimmung mit den Werten der Fig. 2 für die Kurven 3 und 4. Die Kurve, die aus diesem Absorptionskoeffizienten für die Abnahme der Amplitude mit der Entfernung folgt (*b''*), schmiegt sich an die beobachteten Kurven sehr gut an, obwohl bei der Rechnung ein während des ganzen Weges konstanter Absorptionskoeffizient angenommen ist, während in Wirklichkeit die Absorption auf die elektronenhaltigen Schichten beschränkt ist. Legt man umgekehrt für die Kurven *a* ($\lambda = 44$ m) den Absorptionskoeffizienten zugrunde, den die Kurve 3 in Fig. 2 liefert ($k = 2{,}29 \cdot 10^{-8}$), so gelangt man zu der Kurve *a''* von Fig. 3, die innerhalb der Unsicherheit der Beobachtungen mit der Kurve *a* übereinstimmt.

Schließlich vergleicht der Verfasser dann noch die Reichweiten, die seinerzeit von A. H. Taylor (Proc. Inst. Radio Eng. **13**, 677, 1925, ref. ds. Jahrb. **28**, 66, 1926) angegeben wurden, mit denjenigen, die sich aus seinen Berechnungen ergeben. Er findet, daß man für Wellenlängen zwischen 16 und 150 m und für Entfernungen bis 1000 Meilen die beobachteten Tagwerte mit ausreichender Genauigkeit darstellen kann durch einen Absorptionskoeffizienten, der sich aus der Gleichung 3 oben ergibt, d. h. daß für die Amplitude *A* in einer längs des Strahls gemessenen Entfernung *x* gilt

$$A = \frac{\alpha}{x} \cdot e^{-\pi C G \lambda^2 x} = \frac{\alpha}{x} e^{-11{,}8 \cdot 10^{-16} \lambda^2 x}$$

wenn *a* eine Konstante bedeutet, λ und *x* in cm ausgedrückt sind. J. Zenneck.

E. O. Hulburt. Die Ionisation in der oberen Atmosphäre. (Ionization in the upper atmosphere.) Proc. Inst. Radio Eng. **16**, 174—176, 1928. (Auszug aus einem Vortrag.)

Die Auffassung des Verfassers ist in großen Zügen folgende.

1. Aus den Erfahrungen mit der Fortpflanzung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie geht hervor, daß die Elektronenkonzentration in der Atmosphäre mit der Höhe über der Erde wächst bis zu einem Wert von ungefähr $4 \cdot 10^5/\text{cm}^3$. Die Höhe, in der dieser Wert erreicht wird, ist bei Tag in der nördlichen gemäßigten Zone ungefähr 150—200 km. Von der Elektronenkonzentration in größeren Höhen ist nur bekannt, daß sie nicht weiter mit der Höhe ansteigt.

2. Nimmt man andererseits alles das zusammen, was man über die Konstitution der Atmosphäre in den verschiedenen Höhen, über die Lichtemission der Sonne, über die Ionisation durch Licht, über die Bildung, Diffusion und Rekombination von Ionen weiß, so kommt man zu dem Ergebnis, daß eine in Betracht kommende Elektronenkonzentration in der Höhe von 50 km beginnt, in der Höhe von ca. 140 km ein Maximum von ca. $10^6/\text{cm}^3$ erreicht und in größeren Höhen rasch abfallen muß. Im Sommer muß die Elektronenbank mit großer Elektronenkonzentration höher als im Winter liegen, alles das in guter Uebereinstimmung mit den Erfahrungen in der drahtlosen Telegraphie. Unter dieser Elektronenbank befindet sich eine Ionenschicht, die vielleicht bei der Krümmung der langen Wellen eine Rolle spielt.

Nach Ansicht des Verfassers genügt die Ionisation durch ultraviolettes Licht der Sonne, um alle bekannten Erscheinungen befriedigend zu erklären. Eine Ionisierung durch α- oder β-Strahlen aus der Sonne kann höchstens eine sekundäre Rolle spielen. Zur Annahme einer zweiten Elektronenbank oberhalb der oben beschriebenen liegt kein Grund vor. J. Zenneck.

E. V. Appleton und **J. A. Ratcliffe.** Eine Methode zur Bestimmung des Polarisationszustandes von Wellen, die aus der Atmosphäre zurückkommen. (On a method of determining the state of polarisation of downcoming wireless waves.) Proc. Roy. Soc. A, **117**, 576—588, 1928.

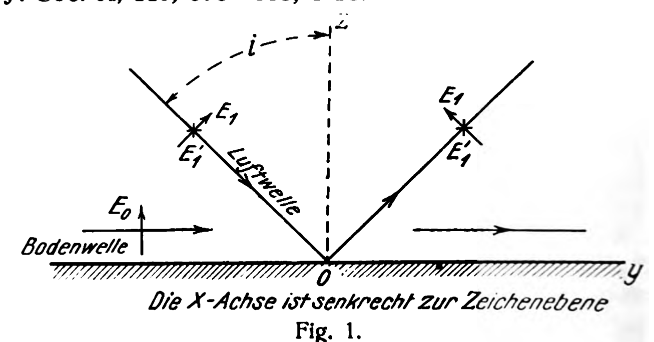


Fig. 1.

A. Theorie der Methode.

Es seien (vgl. Fig. 1) außer der Bodenwelle mit der vertikalen elektrischen Feld E_0 und dem horizontalen magnetischen H_0 eine von der oberen Atmosphäre zurückkommende Luftwelle vorhanden, die die

Erdoberfläche unter dem Einfallswinkel i (Winkel gegen die Vertikale) trifft. Diese Welle soll eine elliptisch-polarisierte Welle sein und aus zwei Komponenten bestehen: 1. einer normal-polarisierten mit der elektrischen Feldstärke E, in der durch die Fortpflanzungsrichtung gelegten Vertikalebene und der magnetischen H_1 senkrecht dazu, 2. einer abnormal-polarisierten E_1', H_1', deren elektrisches Feld senkrecht zu der durch die Fortpflanzungsrichtung gelegten Vertikalebene (also horizontal), und deren magnetisches Feld in dieser Ebene verläuft. Diese Luftwelle soll an der Erdoberfläche reflektiert werden und zwar soll, wie bei der Reflexion an

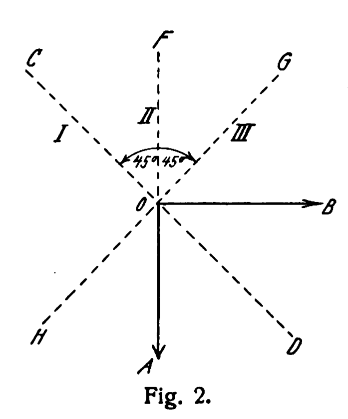


Fig. 2.

einem vollkommenen Leiter, keine Amplituden- oder Phasenänderung eintreten.

Es sollen nun drei vertikale Rahmen aufgestellt werden, wie sie Fig. 2 in der Aufsicht zeigt. OA sei die Fortpflanzungsrichtung der Bodenwelle und damit auch die Horizontal-Projektion der Fortpflanzungsrichtung der Luftwelle. Dann werden die EMK, die in den drei Rahmen von Fig. 2 durch Boden- und Luftwellen induziert werden

$$\text{I}\quad E_1 \sim \frac{1}{\sqrt{2}}[H_0 \sin \omega t + 2\,H_1 \sin(\omega t + \vartheta) - 2\,H'_1 \cos i \sin(\omega t + \vartheta')]$$

$$\text{II}\quad E_2 \sim [H_0 \sin \omega t + 2\,H_1 \sin(\omega t + \vartheta)]$$

$$\text{III}\quad E_3 \sim \frac{1}{\sqrt{2}}[H_0 \sin \omega t + 2\,H_1 \sin(\omega t + \vartheta) + 2\,H'_1 \cos i \sin(\omega t + \vartheta')].$$

Wenn man $2\,H_1/H_0 = a$, $2\,H'_1 \cos i/H_0 = b$, $x = \vartheta' - \vartheta$, $\operatorname{tg} Z_1 = -\,b \sin x/(a - b\cos x)$, $\operatorname{tg} Z_2 = b \sin x/(a + b \cos x)$ setzt, so wird

$$\text{I}\quad E_1 \sim \frac{H_0}{\sqrt{2}}[\sin pt + \sqrt{a^2 - 2\,ab \cos x + b^2}.\sin(\omega t + \vartheta + Z_1)]$$

$$\text{II}\quad E_2 \sim H_0[\sin pt + a \sin(\omega t + \vartheta)]$$

$$\text{III}\quad E_3 \sim \frac{H_0}{\sqrt{2}}[\sin pt + \sqrt{a^2 + 2ab \cos x + b^2} \cdot \sin(\omega t + \vartheta + Z_2)].$$

Bei den Versuchen soll im Sender die Frequenz rasch und kontinuierlich in einem sehr geringen Frequenzbereich variiert werden. Dieser Frequenzbereich sei so klein, daß die Amplitude von H und H' und ebenso die Phasenverschiebung zwischen der normal- und abnormal polarisierten Welle ($x = \vartheta' - \vartheta$) praktisch als unabhängig von dieser Frequenzänderung angesehen werden darf. Außerdem sollen die Frequenzänderungen im Sender so schnell vor sich gehen, daß auch die natürlichen Aenderungen der Atmosphäre während dieser Zeit nicht stören. Endlich sollen während der Frequenzänderung im Sender die Empfangsströme in den drei Rahmen rasch hintereinander aufgenommen werden.

Die EMK in den drei Rahmen und damit auch die drei Ströme in denselben werden während der Frequenzänderung Maxima (M) und Minima (m) durchlaufen. Es bestehen dann die Beziehungen

$$\text{(I)}\quad \frac{M-m}{M+m} = \sqrt{a^2 - 2\,ab \cos x + b^2}, \quad \text{(II)}\quad \frac{M-m}{M+m} = a$$

$$\text{(III)}\quad \frac{M-m}{M+m} = \sqrt{a^2 + 2\,ab \cos x + b^2}.$$

Mißt man in jedem Rahmen $M : m$, so erhält man die linken Seiten der drei Gleichungen und damit die drei unbekannten a, b und $\cos x$. Daraus folgt der Polarisationszustand, wenn man — es war $b = 2\,H_1' \cos i/H_0$ — den Einfallswinkel i durch besondere Messungen bestimmt. Unbestimmt bleibt allerdings das Vorzeichen von x und damit der Sinn der Rotation der elliptisch-polarisierten Luftwelle. Aber aus den Aufnahmen (vgl. unten) läßt sich für irgendeine bestimmte Frequenz, z. B. die Endfrequenzen, mit ausreichender Genauigkeit $\sin x$ und damit das Vorzeichen von x ermitteln.

B. Versuche.

Die drei Rahmen waren gleichschenklige Dreiecke mit nur einer Windung, 14 m hoch und an der Basis 35 m breit. Die Rahmen I und III waren fest miteinander verbunden und konnten gegen den Rahmen II, der stets in der vertikalen Fortpflanzungsebene lag, gedreht werden, wurden aber meist in der symmetrischen Anordnung von Fig. 2 benützt.

Die drei Rahmen ließen sich der Reihe nach an einen Kreis anschalten, der auf den Sender abgestimmt war, aber so geringe Resonanzschärfe besaß, daß innerhalb der Wellenänderung des Senders (wie bei den früheren Versuchen um im ganzen 10 m) die Amplitude sich nur wenig änderte. Die durch einen Verstärker verstärkten Schwingungen wurden dann einem Kristalldetektor und einem Saitengalvanometer zugeführt.

Die Wellenlängen-Aenderungen im Sender wurden in folgender Weise bewerkstelligt. Es wurden zuerst während drei Sekunden die Wellenlängen allmählich um 10 m vergrößert, dann zwei Sekunden lang die letzte Wellenlänge festgehalten, dann während drei Sekunden wieder kontinuierlich um 10 m verkleinert, dann diese kleinere Wellenlänge während zwei Sekunden gelassen und so fort. In

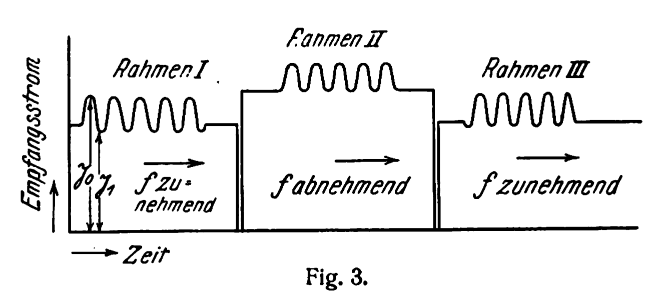


Fig. 3.

den zwei Sekunden Pausen wurde dann im Empfänger von einem Rahmen auf den nächsten umgeschaltet. Als Sender wurde derjenige von Birmingham BBC und derjenige des National Physical Laboratory verwendet. Der Empfänger stand in Dogsthorpe (Peterborough).

C. Ergebnisse.

Eine Aufnahme der beschriebenen Art vom 28. Mai 1927 4[55] vormittags, ist in Fig. 3 für den Sender in Birmingham wiedergegeben. Es wurde eine Menge von Messungen gemacht, und zwar von März bis Juni 1927, die alle ganz ähnliche Resultate gaben. Sowohl für den Sender in

Birmingham als für denjenigen des National Physical Laboratory war der Rotationssinn der elliptisch-polarisierten Luftwelle für einen Beschauer, der vom Sender in der Richtung des Empfängers blickt, entgegengesetzt dem Uhrzeigersinn, d. h. die Welle links polarisiert. Das Verhältnis H/H_1' lag zwischen 0,72 und 1,33 bzw. zwischen 0,75 und 1,24. Die Phasendifferenz war zwischen 61 und 114 bzw. zwischen 70 und 123°, wobei je das erste Zahlenpaar für die Wellen vom National Physical Laboratory, das zweite für diejenigen von Birmingham gilt.

D. Folgerungen.

Es ist anzunehmen, daß eine Welle aus der Atmosphäre auf die Erde in demjenigen Polarisationszustand ankommt, in dem sie die ionisierte Atmosphärenschicht verlassen hat. Bei der Uebertragung vom National Physical Laboratory fällt die Richtung, die die Welle beim Verlassen der ionisierten Atmosphärenschicht hat, vermutlich so ziemlich mit der Richtung des magnetischen Erdfeldes zusammen. Nun gilt aber für den Absorptionskoeffizienten k von Wellen, die sich durch eine elektronenhaltige Atmosphäre in der Richtung des Erdfelds fortpflanzen:

$$k = \frac{1}{2\tau C}\,\frac{4\pi N e^2/m}{(\omega \mp \omega_0)^2}.$$

(N = Elektronenkonzentration, e = Ladung, m = Masse eines Elektrons, c = Lichtgeschwindigkeit im Vacuum, τ Zeit zwischen zwei Stößen zwischen einem Elektron und einer Gasmolekel, ω = Kreisfrequenz der Welle, ω_0 = Kreisfrequenz, die der kritischen Wellenlänge 214 m entspricht). Dabei bezieht sich das obere Vorzeichen auf die links zirkular-polarisierte Welle, die untere auf die rechts polarisierte. Im vorliegenden Fall war die Wellenlänge zwischen 400 und 500 m, also $\omega = \frac{1}{2}\omega_0$. Dann ist der Absorptionskoeffizient der rechts polarisierten Welle neun mal so groß, wie derjenige der links polarisierten. Es liegt nahe, anzunehmen, daß aus diesem Grunde praktisch nur die links polarisierte Welle mit merklicher Amplitude auf den Erdboden gelangt.

Wenn diese Auffassung richtig ist, dann hat man wenig Unterschied zwischen der Süd—Nord- und der Ost—West-Uebertragung zu erwarten, eher zwischen der Süd—Nord- und der Nord—Süd-Uebertragung. Dagegen müßte man, wenn man dieselben Versuche zwischen den entsprechenden Punkten der südlichen Halbkugel macht, dort gerade ein Ueberwiegen der rechts polarisierten Welle finden.

J. Zenneck.

R. A. Heising. Versuche und Beobachtungen betr. der ionisierten Schichten der Atmosphäre. (Experiments and observations concerning the ionized regions of the atmosphere.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 75—99, 1928. (Aus den Bell Telephone Laboratories.)

1. Versuche über die Höhe der reflektierenden Schicht.

a) Vom Sender ausgesandt wurden Gruppen von Wellen von $^1/_{10}$ sec Dauer und mit einer ebenso langen Pause zwischen zwei Gruppen. Während der Aussendung einer Gruppe wird die Frequenz des Senders mit gleichförmiger Geschwindigkeit geändert ($\Delta f = a \cdot t$). Wenn dann den Empfänger Wellen treffen, die zwei Wege von verschiedener Länge zurückgelegt haben, so haben die gleichzeitig ankommenden Wellen verschiedene Frequenz und müssen also Schwebungen hervorrufen, aus deren Zahl sich der Längenunterschied zwischen den beiden Wegen bestimmen läßt. Sind die beiden Wege diejenigen einer Boden- und einer in der oberen Atmosphäre „reflektierten" Welle, so läßt sich daraus die äquivalente Höhe der reflektierenden Schicht berechnen.

Als Beispiele für diese Methode sind in Fig. 1 Empfänger-Aufnahmen mit Gleichrichter und Oszillograph wiedergegeben, Grundfrequenz $5{,}260 \cdot 10^6$/sec $\lambda = 57$ m, Tag: 17. Februar 1926, Fig. 1a: Tageszeit 16^{08}, Gesamtänderung der Frequenz während einer Gruppe = 3 320/sec. Fig. 1b: Tageszeit 17^{00}, Gesamtänderung der Frequenz

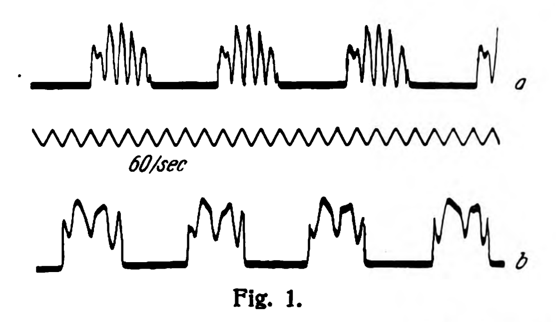


Fig. 1.

während einer Gruppe 1 660/sec. Aus beiden Aufnahmen folgt als Höhe der reflektierenden Schicht 160 Meilen = 290 km.

b) Es werden vom Sender wieder Gruppen von Wellen ausgesandt, aber von konstanter Frequenz und von sehr kurzer Dauer (ca. 0,01 sec) mit verhältnismäßig langen Pausen (ca. $^1/_{60}$ sec). Wenn dann die Wellen auf Wegen verschiedener Länge zum Empfänger gelangen, so muß man im Empfänger statt einer Gruppe so viel Gruppen erhalten, als Wege vorhanden sind. Der zeitliche Abstand dieser Gruppen im Empfänger liefert den Gangunterschied zwischen den einzelnen Wegen. Rühren die verschiedenen Wege von einer Reflexion an einer Atmosphärenschicht her, so läßt sich die äquivalente Höhe derselben ableiten.

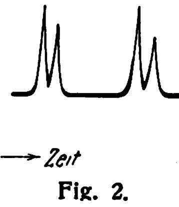


Fig. 2.

Beispiele dafür sind die Fig. 2 und 3, beide mit einer Wellenlänge von 57 m aufgenommen. Fig. 2 weist auf eine zweimalige Reflexion in einer Höhe von 221 Meilen (= 410 km), Fig. 3 auf eine dreimalige Reflexion an einer

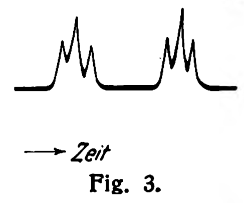


Fig. 3.

Schicht in der Höhe von 200 Meilen (= 370 km) hin. Im letzteren Fall ergaben sich aus der Aufnahme Wegunterschiede von 361, 762 und 1210 Meilen.

c) Ergebnisse.

1. Bei den Messungen, die mit $\lambda = 111$, 57 u. 16,875 m gemacht wurden, erhielt man Höhen der reflektierenden Schicht meist zwischen 150 und 250 Meilen, gelegentlich bis 400 Meilen, nur einmal von 140 Meilen. Diese Werte stimmen mit denjenigen von Taylor und Hulburt, da-

gegen nicht mit denjenigen von Breit (unterhalb 141 Meilen) überein.

2. Sowohl nach der ersten, wie nach der zweiten Methode wurden mehrfache Wege der Wellen nur beobachtet zu Zeiten, in denen auch Schwunderscheinungen vorhanden waren.

3. Werden Aufnahmen nach der zweiten Methode schnell hintereinander gemacht und die Höhe der reflektierenden Schicht daraus bestimmt, so ergaben sich verhältnismäßig rasche zeitliche Aenderungen dieser Höhe, wie sie in Fig. 4

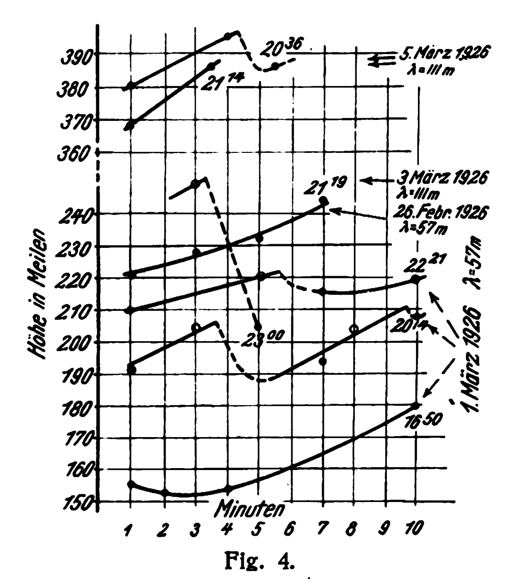


Fig. 4.

dargestellt sind (Punkte und Kreise sind wirklich beobachtete Werte). Es sieht also so aus, als ob in Zeiten, die nach Minuten rechnen, die Höhe der Schicht sich erheblich ändern, insbesondere ziemlich plötzlich abfallen kann.

II. Messungen mit kurzen Wellen auf große Entfernungen.

Vom Sender in Deal (Long Island) $\lambda = 16{,}875$ m wurde die Empfangsintensität in Dickinson (N.D.) auf 1510 Meilen,

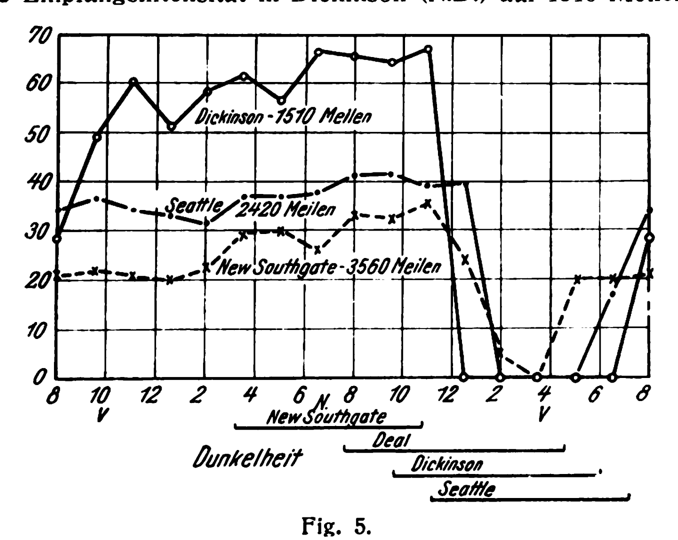


Fig. 5.

Seattle (Washington) auf 2420 Meilen und New Southgate (England) auf 3560 Meilen zu den verschiedenen Tages- und Nachtzeiten gemessen. Die Ergebnisse sind in Fig. 5 reproduziert. Abszissen sind die Stunden nach „eastern standard time", d. h. praktisch die Ortszeiten des Senders. Die Kurven für die 3 Stationen verlaufen also ganz ähnlich, obwohl der Unterschied in ihrer geographischen Länge 122° beträgt und sie zum Teil in entgegengesetzter Richtung vom Sender gelegen sind. Der starke Abfall der Intensität ist bei allen Stationen nicht weit von Mitternacht an der Sendestation entfernt.

III. Allgemeine Vorstellungen.

Der Verfasser unterscheidet zwei Schichten der Atmosphäre, eine untere, die für die Absorption (absorbing region) und eine höhere, die für die Krümmung der Strahlen (refracting region) verantwortlich zu machen ist. Das Vorhandensein von Elektronen in der Atmosphäre ist auf zwei Ursachen zurückzuführen, die Ionisierung durch das Sonnenlicht und durch die β-Strahlen von der Sonne. Ihre Anwesenheit in der Atmosphäre bedingt schon einen Elektronengehalt und außerdem können sich bei genügender Geschwindigkeit durch Stoß neue Elektronen und Ionen bilden. Die Aenderung der Empfangsintensität zu den verschiedenen Tages- und Jahreszeiten ist in erster Linie bedingt durch die Elektronen, die durch das Sonnenlicht erzeugt sind. Die Intensität dieser Elektronenquelle in irgend einer Atmosphärenschicht hängt wesentlich von dem Winkel ab, unter dem die Sonnenstrahlen auf die betreffende Schicht auffallen. Bei Nacht verschwindet die Ionisierung durch die Sonnenstrahlen und es bleibt nur diejenige durch die β-Strahlen übrig. Sie ist ausreichend, um die in der Praxis gebrauchten Strahlen, abgesehen von den allerkürzesten, zur Erde zurückzukrümmen. Diese Art der Ionisation ist äußerst unregelmäßig und gibt zu den Schwunderscheinungen Anlaß.

Da der Strom von β-Strahlen aus der Sonne infolge des erdmagnetischen Feldes hauptsächlich auf die Gegend der Erdpole konzentriert wird, so ist anzunehmen, daß in den arktischen Regionen bei Nacht die Elektronen bis in die absorbierende Schicht eindringen und daß deshalb die Krümmung der drahtlosen Strahlen in tieferen Schichten erfolgt als in den Tropen. Bei ungewöhnlich starker Elektronenemission aus der Sonne (Nordlicht) würden dann Bedingungen geschaffen, wie sie am Tag unter der Einwirkung des Sonnenlichtes entstehen. J. Zenneck.

R. H. Barfield. Die Schwächung elektrischer Wellen über Land. (The attenuation of wireless waves over land.) Journ. Instit. Electr. Eng. **66**, S. 204—218, 1928.

Es wurde in sieben verschiedenen Richtungen die Intensität der gewöhnlichen Sendung des Londoner Rundfunksenders (*2 L O*, $\lambda = 364$ m) in Entfernungen von 8 bis

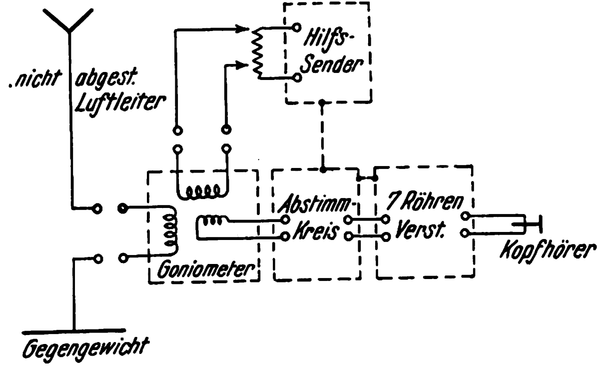


Fig. 1.

160 km gemessen. In diesen Entfernungen war bei Tage nur die Bodenwelle wirksam. Die Meßorte lagen auf freiem Felde oder freien Plätzen, wobei die unmittelbare Nähe von Bäumen und Telegraphenleitungen möglichst vermieden wurde. In der Radio-Versuchsstation Slough wurde die Intensität des Senders dauernd kontrolliert. Diese war so konstant, daß die draußen gemessenen Werte nicht korri-

giert werden brauchten. Die Empfangsintensität wurde durch Vergleich mit einem konstanten Hilfssender bestimmt. Die Intensitäten der Empfangsenergie und des Hilfssenders wurden durch Verdrehen der Feldspule eines Goniometers (Fig. 1) abgeglichen. Bei einem bestimmten Hilfssenderstrom ließen sich Intensitäten im Verhältnis 1 : 100 vergleichen, während für die Messungen etwa 1 : 300 erforderlich war. Die Erweiterung des Meßbereiches wurde durch

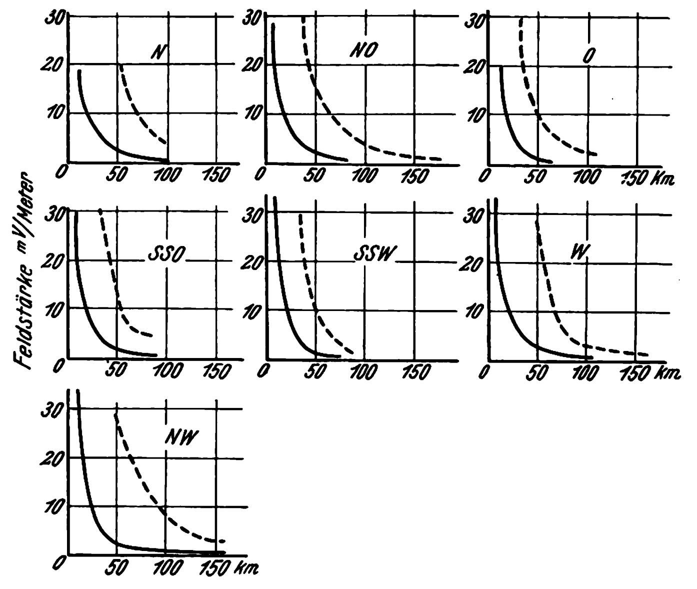


Fig. 2.

Aenderung des Parallelwiderstandes zum Sender erreicht. Die Messungen sind auf etwa 5—10 v. H. genau. Die Fig. 2 zeigt die Meßresultate. Die gestrichelten Kurven geben die entfernter liegenden Meßpunkte in 10facher Vergrößerung der Ordinate (mV/m) wieder. Daß die Schwächung in den einzelnen Richtungen verschieden ist, zeigen die Fig. 3.

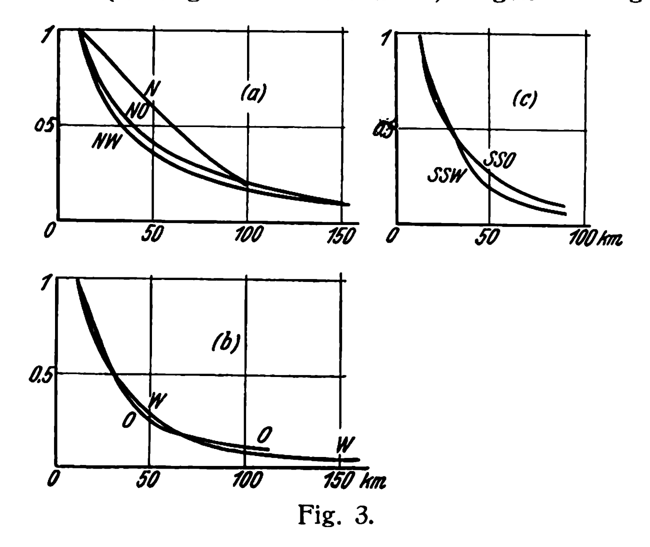


Fig. 3.

Bei diesen ist die Abnahme der Intensität mit der Entfernung relativ zu der in der Entfernung von 10 km vorhandenen Intensität berechnet.

Der Verlauf der Kurven ist vom gleichen Typ. In der Nordrichtung ist die Schwächung auffallend gering. Beim Vergleich mit der Landkarte ergibt sich kein Einfluß der Hügel und Berge.

Nach der Theorie von Sommerfeld ist die Feldstärke E im Abstand x vom Sender bei der Ausbreitung über eine nicht vollkommen leitende Oberfläche, $E = E_0 \cdot F(ax)$, wo E_0 die Feldstärke bei vollkommen leitender Oberfläche ist, $a = \frac{\pi}{(2\sigma/f)^2} \cdot \frac{1}{\lambda}$ wo σ die Leitfähigkeit der Oberfläche in elektrostatischen Einheiten und f die Frequenz in Hertz ist. Für Südengland sind Werte der Bodenleitfähigkeit gemessen zu $\sigma = 0{,}6.10^8$ bis $\sigma = 4{,}2.10^8$ E. S. E., während bei Sommerfeld $\sigma = 2{,}5.10^8$ als mittlerer Wert angenommen wird. Die beobachteten Schwächungskurven der Fig. 2 lassen sich mit denen nach der Theorie berechneten annähernd zur Deckung bringen, wenn man für die einzelnen Richtungen folgende mittlere Leitfähigkeitswerte einsetzt:

Richtung	Scheinbare mittlere Leitfähigkeit · 10^{-8} E. S. E.
N	1,0 — 0,75
NO	0,75 — 0,5
O	0,5 — 0,3
SSO	0,5 — 0,3
SSW	0,5 — 0,2
W	0,5 — 0,3
NW	0,75 — 0,5

Man sieht, daß in sämtlichen Richtungen die Schwächung stärker ist als die Theorie ($\sigma = 2{,}5.10^8$ E. S. E.) vorhersagt.

Der Verf. vermutet, daß Bäume eine Zunahme der Absorption hervorrufen. Zunächst untersucht er die Störungen des magnetischen Feldes. Er findet beim Umschreiten eines Baumes in 3 m Abstand, daß die Richtungsabweichungen des magnetischen Feldes gewöhnlich 5—10° nach jeder Seite hin betrugen. Fig. 4 zeigt die Störung des magnetischen Feldes rund um eine 25 m hohe Eiche (am

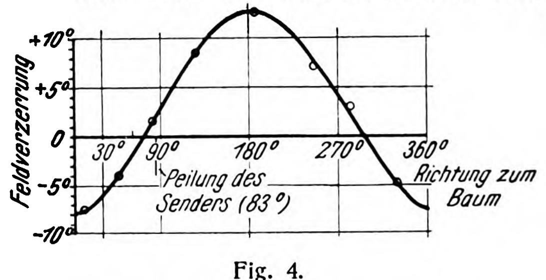


Fig. 4.

Boden Durchmesser 1 m) in einer Entfernung von 3 m. Der Verf. berechnet dann daraus die von einem Baum absorbierte Energie, ebenfalls die in der Erde absorbierte. Unter der Annahme $\sigma = 2{,}5.10^8$ ergibt sich dann, daß 1700 Bäume auf 1 km² dieselbe abschwächende Wirkung auf die elektrischen Wellen ausüben wie der Erdboden. Dann wird beim Vorhandensein von Bäumen die Leitfähigkeit für eine gleichwirksame, aber kahle Erdoberfläche berechnet. Hier ergeben sich folgende Werte:

Zahl der Bäume im km²	Scheinb. Oberflächenleitfähigkeit · 10^{-8}
0	2,5
200	2,0
500	1,5
1000	1,0
2000	0,5
4000	0,2
6000	0,1

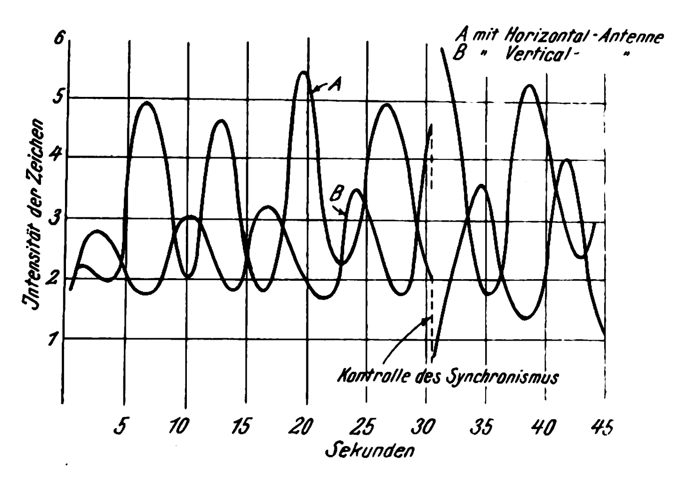
Die angegebenen Werte für die Leitfähigkeit decken sich mit denen der vorigen Tabelle. Zählungen der Bäume in den einzelnen Distrikten haben ergeben, daß im waldarmen Norden von London etwa 500 bis 1000 Bäume auf 1 km² entfallen, dem entspricht eine Leitfähigkeit $\sigma \cdot 10^{-8}$ von 1,5 bis 1,0, während sich aus den Messungen 1,0 bis

0,75 ergibt. Im waldreichen Süden entfallen 2000 bis 4000 Bäume auf 1 km². Dort stimmen die oben berechneten Werte für die Leitfähigkeit mit den gemessenen sehr gut überein. Sogar besser als man erwarten sollte, da sicher außer den Bäumen noch andere absorbierende Körper in Frage kommen.

Die Messungen wurden auf zwei andere Wellen (λ = 475 m und λ = 720 m) in der Nähe von Birmingham und Teddington ausgedehnt. Man erhielt auch hier einen mit der Sommerfeldschen Theorie übereinstimmenden Verlauf der Intensität in Abhängigkeit von der Entfernung, wenn man für σ die Werte 1,3 bzw. 0,3.10^8 einsetzt. Diese Messungen bestätigen einmal die wesentlich umfangreicheren Beobachtungen in der Nähe von London und andererseits die allgemeine Gültigkeit der Sommerfeldschen Theorie, wobei nur der Leitfähigkeitswert nach den Angaben des Verf. geändert werden muß. E. Lübcke.

T. L. Eckersley. Die Polarisation und Schwunderscheinungen bei kurzen Wellen. (The polarisation and fading of short wireless waves.) Nature **121,** 707, 1928.

Der Verfasser berichtet über Versuche mit den Wellen der Station PQW in Lissabon (λ = 15,6 m), die er gleichzeitig auf einer vertikalen und einer horizontalen Antenne mit registrierenden Instrumenten aufnahm. Es zeigte sich, daß meist einem Maximum der Intensität in der horizontalen Antenne ein Minimum in der vertikalen entspricht (vgl. Figur). Das ist kaum anders zu deuten, als daß in diesem Fall die Schwunderscheinungen dadurch zustande gekommen sind, daß die einfallende Welle mindestens annähernd gradlinig polarisiert war und daß die Polarisationsebene sich dauernd änderte. Eine solche Rotation der

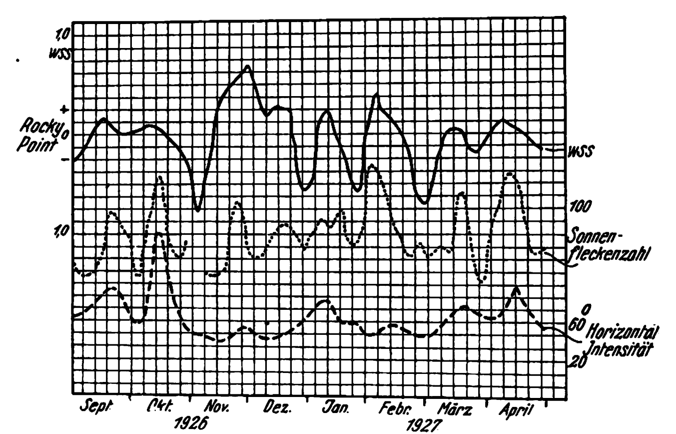


Polarisationsebene ist zu erwarten, wenn die gradlinig polarisierte Welle durch Superposition von zwei entgegengesetzt zirkular polarisierten Wellen entsteht und der Gangunterschied dieser beiden Wellen allmählich variiert. J. Zenneck.

L. W. Austin und I. J. Wymore. Der Einfluß der Sonnentätigkeit auf die drahtlose Telegraphie. (On the influence of solar activity on radio transmission.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 166—173, 1928.

Frühere Arbeiten von Dr. Austin und G. W. Pickard haben außer Zweifel gestellt, daß die Kurven, die den zeitlichen Verlauf der Empfangsintensität bei Tag zwischen zwei Langwellenstationen und diejenigen, die die Aenderung der Zahl der Sonnenflecken darstellen, ähnlichen Verlauf zeigen, wenn man für diese Kurven die zeitlichen Mittelwerte über größere Zeiträume verwendet.

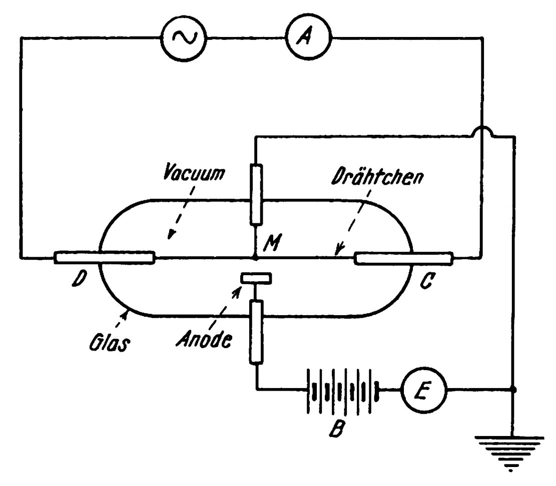
Die vorliegende Arbeit soll beweisen, daß man einen ähnlichen Verlauf der Kurven auch dann bekommt, wenn man Mittelwerte über viel kürzere Zeiten, z. B. 5 Tage nimmt. Als Beispiel dafür möge die nebenstehende Figur



dienen. Die Ordinaten dieser Kurven bringen Mittelwerte über 5 Tage zur Darstellung und zwar deren Differenz vom Monatsmittel, bei der obersten Kurve für die Empfangsintensität der Station Rocky Point (WSS) 10^h und 15^h in Washington auf eine Entfernung von 435 km, bei der mittleren Kurve für die Sonnenfleckenzahl und bei der untersten für die magnetische Horizontalintensität. Die Aehnlichkeit zwischen den beiden ersten Kurven ist in die Augen fallend, wenn man auch nicht sagen kann, daß die maximalen Aenderungen der Empfangsintensität mit den maximalen Aenderungen in der Sonnenfleckenzahl zusammenfallen. J. Zenneck.

H. C. Hazel. Eine neue Methode zur Eichung von Strommessern bei Hochfrequenz. (A new method for the calibration of ammeters at radio frequencies.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 70—74, 1928.

Um Hochfrequenzströme zu messen, werden sie (siehe untenstehende Figur) zur Erhitzung eines dünnen Drähtchens M verwendet. Dieses Drähtchen befindet sich im Vakuum und man mißt den aus dem erhitzten Drähtchen zu



einer möglichst kleinen Anode übergehenden Elektronenstrom. Geeicht wird die Anordnung dadurch, daß man dieselbe Elektronenemission durch Heizung mit einem niederfrequenten und demnach leicht zu messenden Wechselstrom herstellt.

Wesentlich ist, 1., daß das Drähtchen so dünn ist, daß auch bei den höchsten verwendeten Frequenzen der Skin-



Effekt keine merkliche Wirkung besitzt, 2., daß die Kapazität Drähtchen—Anode möglichst klein gehalten wird.

Ein Instrument mit einem bestimmten Heizdrähtchen ist natürlich nur in einem sehr beschränkten Bereich von Stromstärken brauchbar, kann aber andererseits dazu dienen, einen bestimmten Eichpunkt mit großer Genauigkeit festzulegen, da sich ja der Emissionsstrom bei einer ganz geringen Variation des Heizstroms sehr stark ändert.

Als Beispiel ist die Eichung eines Instrumentes bei einer Frequenz 10^7/sec und ihre Kontrolle durch kalorimetrische Messung angegeben. J. Zenneck.

L. E. McCarty. Die Beziehung zwischen Anodenstrom und -spannung in Verstärkerröhren, abgeleitet aus der Bewegung der Elektronen. (The relation between plate current and plate potential in the thermionic amplifier, deduced from the orbital motion of the eletrons.) Phys. Rev. **30**, 878 892, 1927.

Der Verfasser schematisiert die Verhältnisse in einer Verstärkerröhre in der Weise, daß er die Kathode und Anode als parallele ebene Platten, das Gitter als eben und parallel zur Anode bzw. Kathode und aus einzelnen Drähten in gleichen Abständen annimmt. Unter Vernachlässigung der Raumladung leitet er nun die Bewegung der aus der Kathode austretenden Elektronen ab unter dem Einfluß des Feldes, das zwischen Gitter bzw. Anode und Kathode besteht und das in unmittelbarer Nähe der Gitterdrähte natürlich eine sehr komplizierte Form hat. Aus der Bewegung der Elektronen folgt die relative Zahl der Elektronen, die an das Gitter bzw. an die Anode in der Sekunde gelangen, und daraus der Gitter- bzw. Anodenstrom bei vorgegebenem Feld, d. h. bei vorgegebener Gitter- und Anodenspannung. — Ins einzelne ausgeführt sind die Rechnungen für negative Gitterspannung. J. Zenneck.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Konstanthaltung der Sendefrequenz.

D.R.P. 463 477, Klasse 21a⁴, Gruppe 1 (Soc. Franc. Radio Electr., Paris). Pat. vom 13. Dezember 1924. Franz-Priorität vom 13./20. Dezember 1923, 3. Januar 1924, ausgegeben am 28. Juli 1928; identisch mit Brit. Pat. 226 227.

Gemäß der Erfindung soll die Senderfrequenz durch Modulation einer Hochfrequenzwelle mit einer Niederfrequenzwelle erzeugt werden und Frequenzänderungen

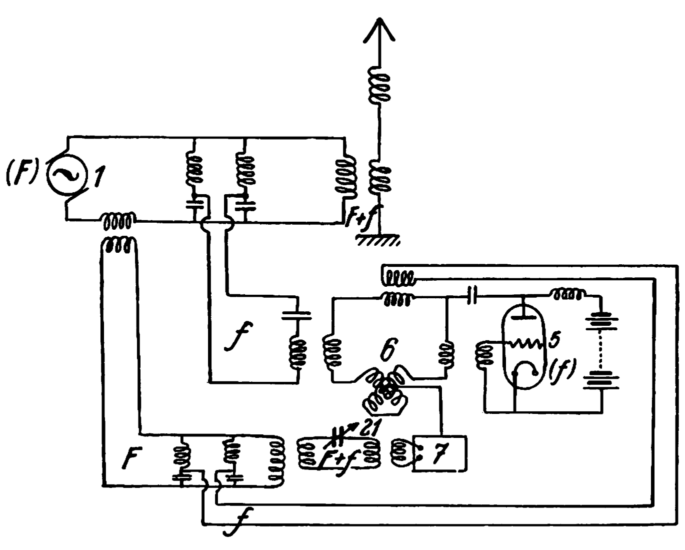


Fig. 1.

dadurch beseitigt werden, daß die Niederfrequenz entsprechend beeinflußt wird. Bei der in Fig. 1 dargestellten Anordnung liefert der Hauptsender 1 eine Frequenz F, der Hilfssender 5 eine Frequenz f. Der Kreis 21 ist auf die Sendefrequenz $(F+f)$ abgestimmt. Aendert sich nun die Frequenz F, so wird der Regler 7 die Selbstinduktion 6 derart ändern, daß sich auch die Frequenz f ändert, so daß $(F+f)$ konstant bleibt. Da die Leistung des Hilfssenders sehr klein sein kann und sich die Frequenzschwankungen der Sendefrequenz $(F+f)$ oder der Hochfrequenz F im Verhältnis zur Niederfrequenz f viel stärker auswirken, kann auf diese Weise eine schnelle und sehr genaue Regelung erzielt werden.

Die Hilfswelle f kann durch Ueberlagerung der Hauptwelle F mit einer konstanten zweiten Hilfswelle z erzeugt werden, so daß $f = z - F$ und die Sendewelle $F + f = F - F + z = z$ ist. Dann ist die Sendewelle stets konstant gleich der Hilfswelle z, auch wenn die Hochfrequenz F Schwankungen unterworfen ist.

Beseitigung von Störschwingungen in Hochfrequenz-Senderkreisen.

D.R.P. 463 476, Klasse 21a⁴, Gruppe 1 (Lorenz), Pat. vom 10. März 1926, ausgegeben am 31. Juli 1928; identisch mit Brit. Pat. 285 654. Vgl. das Referat in dieser Zeitschrift Band **31**, S. 199, 1928.

Hochfrequenz-Sendeanlage.

D.R.P. 463 372, Klasse 21a⁴, Gruppe 1 (Int. Western Electric Co. Inc.), Pat. vom 9. September 1924, ausgegeben am 27. Juli 1928; identisch mit Brit. Pat. 242 928, Franz. Pat. 586 973, Schweiz. Pat. 119 849.

Um eine gleichmäßigere Uebertragung des Sendebandes zu erzielen, soll der Kopplungskreis zwischen Sender und

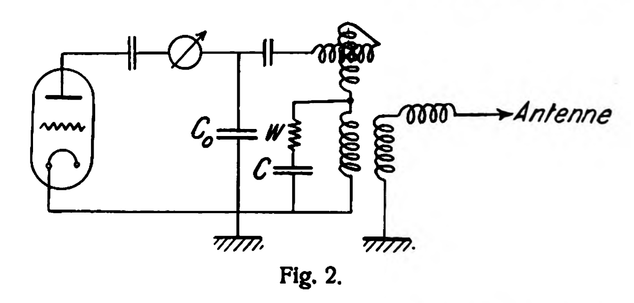


Fig. 2.

Antenne so bemessen sein, daß die Spitze der Antennenresonanzkurve zwischen zwei Spitzen des Kopplungskreises liegt. Die Ausbildung des Kopplungskreises im Anodenkreis der letzten Röhre zeigt Fig. 2. Der Kondensator C_0 und die Reihenschaltung des Widerstandes W mit dem Kondensator C sollen zur Unterdrückung von Oberwellen dienen.

Fremdgesteuerter Röhrensender.

D.R.P. 463 478, Klasse 21a[4], Gruppe 8 (Int. Stand. El. Corp., New York), Pat. vom 6. Januar 1926, ausgegeben am 3. August 1928; identisch mit Brit. Pat. 268 048, Franz. Pat. 609 485.

Bei Sendern mit großer Energie wird gewöhnlich eine Verstärkung in mehreren Kaskaden vorgenommen. Erfindungsgemäß sollen ein oder mehrere der Kaskadenverstärker mit einer Rückkopplung versehen sein, die so bemessen ist, daß eine Schwingungserzeugung gerade noch nicht eintritt, während beim Senden durch die Einwirkung des Steuersenders die Selbsterregung einsetzt und Schwingungen gleicher Frequenz, aber größerer Amplitude als die des Steuersenders erzeugt werden.

Konstanthaltung der Frequenz von Röhrensendern.

Brit. Pat. 292 584 (Lorenz, 24. Juni 1927), veröffentlicht am 15. August 1928.

Bei Röhrensendern, bei denen eine Entladungsstrecke unter dem Einflusse eines Magnetfeldes steht, soll die Frequenz dadurch konstant gehalten werden, daß zu dem

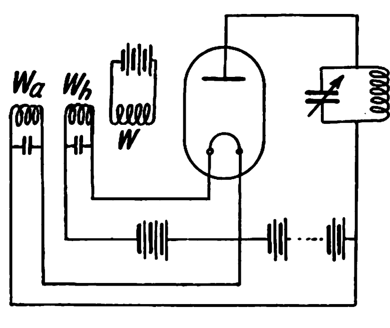


Fig. 3.

Hauptmagnetfeld, das durch die Wicklung W (Fig. 3) erzeugt wird, Hilfsfelder durch die Wicklungen W_a und W_h erzeugt werden, die im Heiz- bzw. Anodenstromkreis der Röhre eingeschaltet sind. Bei Aenderungen der Anodenspannung oder des Heizstromes werden diese Hilfsfelder derart beeinflußt, daß die erzeugte Frequenz konstant bleibt.

Piezoelektrische Wellenkontrolle.

Brit. Pat. 292 600 (Lorenz, 24. Juni 1927), veröffentlicht am 15. August 1928.

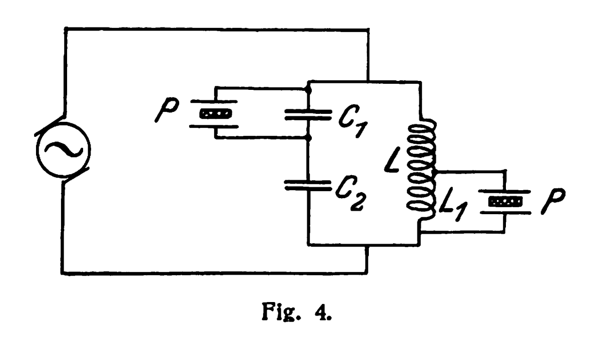


Fig. 4.

Um die Belastung eines Piezokristalls herabzusetzen, soll dieser erfindungsgemäß mit dem Schwingungskreis derart verbunden sein, daß er nur an einem Teil der Gesamtkapazität bzw. mit einem Teil der Selbstinduktion verbunden ist. Bei der in Fig. 4 dargestellten Anordnung würde also der Kristall P entweder an der Teilkapazität C_1 oder mit einem Teil L_1 der Selbstinduktionsspule L verbunden sein.

Piezoelektrische Wellenkontrolle.

Brit. Pat. 291 740 (Stand. Tel. Cables, Ltd., 7. Juni 1927), veröffentlicht am 1. August 1928.

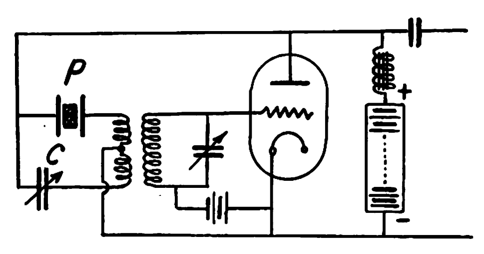


Fig. 5.

Bei Röhrenschaltungen mit Piezokristallen ist es bisweilen erwünscht, die Eigenkapazität des Kristalls zu kompensieren. Bei der in Fig. 5 dargestellten Anordnung ist zu diesem Zweck der Piezokristall P und ein Ausgleichskondensator C in einer Brückenschaltung angeordnet.

Fading-Beseitigung.

Amer. Pat. 1 669 219 (Taylor, 17. Februar 1927), Pat. vom 8. Mai 1928.

Zur Fadingbeseitigung werden zwei getrennte Antennen 1 und 2 (Fig. 6) verwendet, die mit getrennten Empfängern verbunden sind. Mit jedem Empfänger ist ein Hilfssender

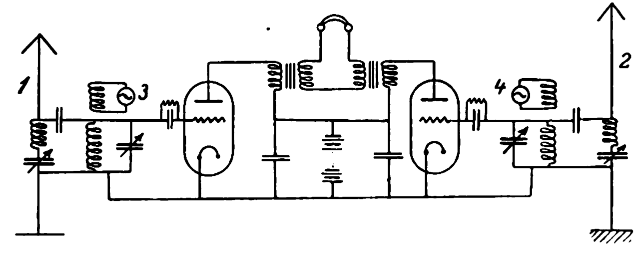


Fig. 6.

3 bzw. 4 gekoppelt. Die beiden Hilfssender erzeugen Ueberlagerungswellen von verschiedener Frequenz, so daß auch die Schwebungstöne eine verschiedene Tonhöhe besitzen. In dem gemeinsamen Kopfhörerkreis treten beide Töne auf. Diese können nicht derart interferieren, daß sie sich gegenseitig auslöschen, wie es der Fall bei gleicher Tonhöhe ist.

Fading-Beseitigung.

Amer. Pat. 669 218 (Taylor, 17. Februar 1927), Pat. vom 8. Mai 1928.

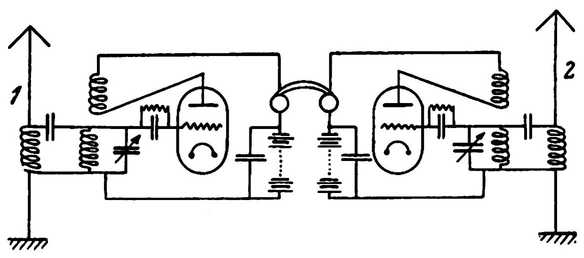


Fig. 7.

Zur Beseitigung der Fadingstörungen sollen auf der Empfangsseite zwei getrennte Antennen 1 und 2 (Fig. 7) verwendet werden, die mit getrennten Empfangseinrichtungen gekoppelt sind. Die Empfangseinrichtungen sind mit Rückkopplung versehen, so daß sie selbst Schwin-

gungen erzeugen, und zwar ist die Abstimmung beider Empfänger so gewählt, daß die erzeugten Schwingungen in der Frequenz verschieden sind. Das Abhören erfolgt mit einem binauraien Telephonkreis. Mit jedem Empfänger ist zu diesem Zweck ein Kopfhörer verbunden.

Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 288 736 (Wright, 17. Januar 1927), Pat. vom 17. April 1928.

Zur Beseitigung der Fadingstörungen verwendet man auf der Empfangsseite mehrere Antennen, die über getrennte Empfänger mit einem gemeinsamen Indikator verbunden sind. Infolge der Phasendifferenzen zwischen den

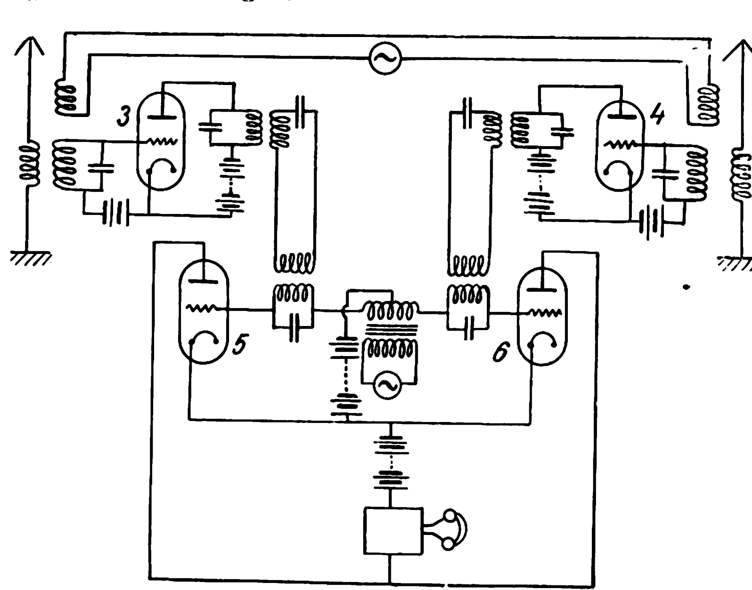


Fig. 8.

Signalströmen und der Auslöschung bei 180 Grad Phasendifferenz, gelingt es auf diese Weise nicht, die Fadingstörungen völlig zu beseitigen. Erfindungsgemäß soll in der Weise verfahren werden, daß zu einem bestimmten Zeitmoment immer nur ein Empfänger wirksam ist. Bei der in Fig. 8 dargestellten Anordnung werden zu diesem Zweck die ankommenden Wellen durch zwei Antennen 1 und 2 getrennt empfangen und nach Ueberlagerung durch eine örtlich erzeugte Hilfswelle durch die Röhren 3 und 4 gleichgerichtet. Die Niederfrequenzstörme werden nun getrennt den Röhren 5 und 6 zugeführt, deren Gittervorspannungen durch einen Hilfssender 7 abwechselnd positiv und negativ gemacht werden, so daß immer nur eine Röhre wirksam ist.

Beseitigung der Fading-Dunkelstreifen bei der Bildübertragung.

Brit. Pat. 290 973 (Telefunken, 21. Mai 1927), veröffentlicht am 18. Juli 1928.

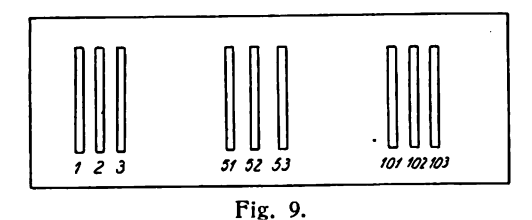


Fig. 9.

Zur Beseitigung der Fading-Dunkelstreifen bei der Bildübertragung soll die Reihenfolge der Uebertragungslinien unregelmäßig erfolgen. Bei der in Fig. 9 dargestellten Anordnung würden z. B. die Streifen in der Reihenfolge 1, 51, 101 . . ., 2, 52, 102 . . ., 3, 53, 103 . . . erfolgen.

Automatische Lautstärkenregelung, Fading-Beseitigung.

Brit. Pat. 289 050, 291 048, 291 083 (Siemens & Halske, 21. April 1927, 25. Mai 1927, 28. Mai 1927).

Zur automatischen Regelung der Lautstärke am Empfangsort soll auf der Sendeseite die modulierte Hochfrequenz noch mit einer besonderen Kontrollfrequenz moduliert werden. Wenn am Empfangsort infolge des Fadings die Amplitude dieser Kontrollwelle schwankt, wird im

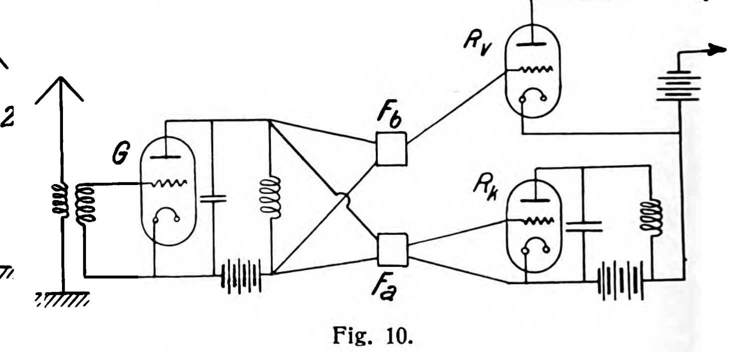


Fig. 10.

Rhythmus dieser Schwankungen der Verstärkungsgrad des Verstärkers beeinflußt. Dies kann z. B. in der Weise erfolgen, daß durch die Kontrollwelle ein Potentiometer in seiner Einstellung und durch dieses die Gittervorspannung am Verstärker beeinflußt wird. Bei der in Fig. 10 dargestellten Anordnung werden nach Gleichrichtung durch die Röhre G die Frequenzen durch die Filter F_a und F_b getrennt. Die Kontrollwelle wird der Röhre R_k zugeleitet, so daß der Spannungsabfall im Anodenkreis dieser Röhre die Gittervorspannung der Verstärkerröhre R beeinflußt.

Bei der Bildübertragung kann die Synchronisierungsfrequenz als Kontrollwelle verwendet werden.

Duplex-Modulation.

Brit. Pat. 288 636 (Lovejoy Dev. Corp., 15. April 1927), veröffentlicht am 7. Juni 1928.

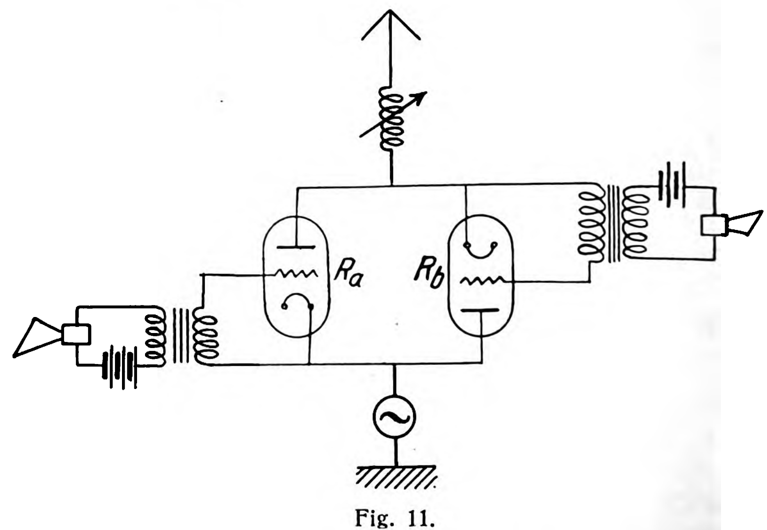


Fig. 11.

Zur Uebertragung von zwei Modulationsfrequenzen auf einer Trägerwelle sollen die beiden Halbwellen der Trägerwelle verschieden moduliert werden. Fig. 11 zeigt die

Senderanordnung, bei der im Antennenkreis zwei Röhren R_a und R_b so eingeschaltet sind, daß die eine Halbwelle durch die eine Röhre, die andere Halbwelle durch die andere Röhre geht. Die Röhre R_a wird durch die eine Modulationsfrequenz, die Röhre R_b durch die andere

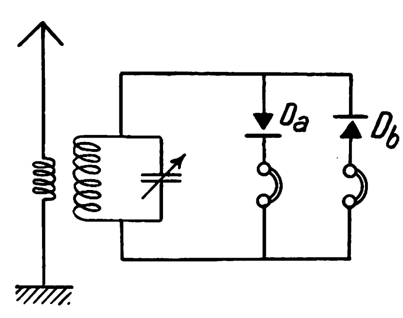


Fig. 12.

Modulationsfrequenz beeinflußt. Bei der in Fig. 12 dargestellten Empfangsanordnung erfolgt die Trennung durch zwei gegeneinander geschaltete Detektoren D_a und D_b.

Modulation von Röhrensendern.

D.R.P. 463 321, Klasse 21a[4], Gruppe 15 (Elektr. Staatstrust, Leningrad). Pat. vom 28. Februar 1926, ausgegeben am 27. Juli 1928; identisch mit Brit. Pat. 277 390, Franz. Pat. 613 288; vgl. das Referat in dieser Zeitschrift Band 29, S. 134/135, 1927, und D.R.P. 455 422.

Tastschaltung.

Brit. Pat. 290 303 (Binard, 12. Mai 1927), veröffentlicht am 4. Juli 1928.

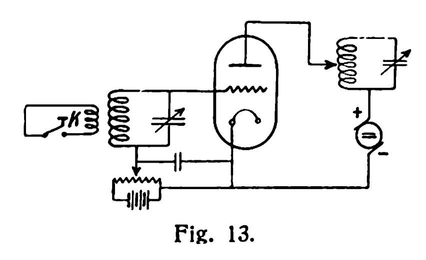


Fig. 13.

Um eine gleichmäßige Belastung der Stromquelle zu erzielen, soll erfindungsgemäß die Tastung mit Hilfe eines Kurzschlußkreises K erfolgen, wie dies in der Fig. 13 dargestellt ist.

Kompensation der inneren Röhrenkapazität.

D.R.P. 464 096, Klasse 21a[4], Gruppe 29 (Koomans, Holland), Pat. vom 10. Dezember 1925, Holl. Priorität vom 19. August 1925, ausgegeben am 10. August 1928.

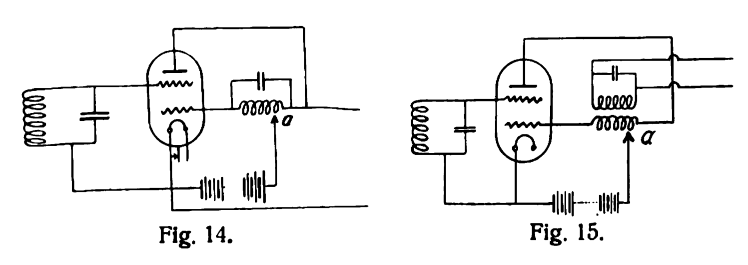


Fig. 14. Fig. 15.

Bei Verwendung von Mehrgitterröhren kann die schädliche innere Röhrenkapazität durch die natürliche Kapazität zwischen den Gittern kompensiert werden. Die Fig. 14, 15 zeigen zwei einfache Schaltungen, bei denen dieser Effekt dadurch erreicht wird, daß die Anzapfungsstelle a passend gewählt wird. Sind die Kapazitäten zwischen Steuergitter und Anode und zwischen beiden Gittern gleich groß, so liegt die Anzapfstelle a in der Mitte der Spule, andernfalls nach der einen oder anderen Seite verschoben.

Störbefreiung durch Amplitudenbegrenzung.

Brit. Pat. 291 406 (Brit. Thomson Houston, 1. Juni 1927), veröffentlicht am 25. Juli 1928.

Bei der in Fig. 16 dargestellten Anordnung zur Störbefreiung ist parallel zur Kopplungsspule L der Verstärkerröhre, der die zu verstärkenden Schwingungen über c, d

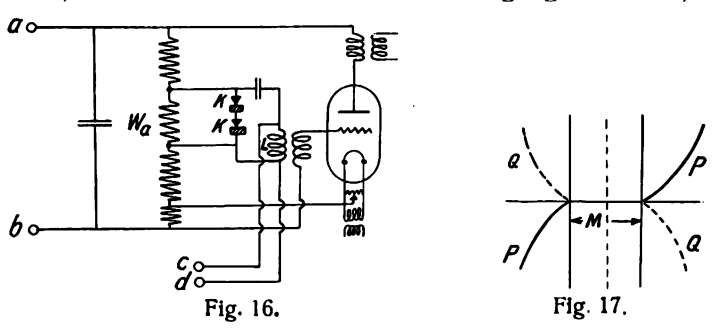


Fig. 16. Fig. 17.

zugeleitet werden, eine Amplitudenbegrenzungs-Vorrichtung geschaltet, die aus zwei hintereinandergeschalteten Karborunddetektoren K besteht, denen durch den Widerstand eine Vorspannung m erteilt wird. Sobald die Amplitude der zu verstärkenden Schwingungen den Wert m überschreitet, z. B. bei atmosphärischen Störungen, tritt die Gleichrichterwirkung der Detektoren ein (Fig. 17), so daß die störenden Schwingungen auf den Wert m begrenzt werden.

Verstärkung langer Wellen.

D.R.P. 464 227, Klasse 21a[4], Gruppe 24 (Lorenz), Pat. vom 4. Februar 1921, ausgegeben am 14. August 1928.

Bei kurzen Wellen kann die Verstärkung in vielen Stufen bekanntlich dadurch leicht erreicht werden, daß durch Ueberlagerung von Hilfswellen eine Frequenzsteigerung erzielt wird. Bei langen Wellen ist dieses Verfahren nicht ohne weiteres möglich, da die Schwebungswellen dann in die Hörgrenze fallen würden. Erfindungsgemäß soll nun zunächst in einer oder mehreren Stufen eine geeignete Frequenzerhöhung vorgenommen werden.

Beseitigung von Mißweisungen bei Peilgeräten.

D.R.P. 463 479, Klasse 21a[4], Gruppe 48 (Marconi), Pat. vom 20. September 1925, Brit. Priorität vom 15. Januar

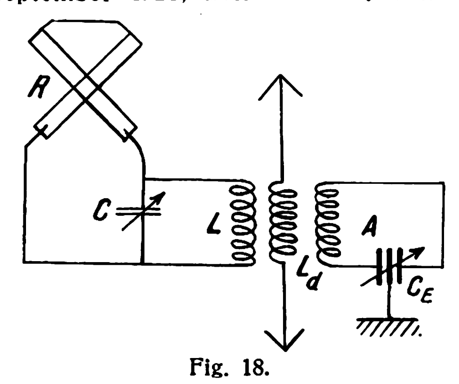


Fig. 18.

1925, ausgegeben am 31. Juli 1928; identisch mit Brit Pat. 239 263.

Zur Beseitigung der Mißweisungen bei Peilgeräten soll mit dem Rahmenkreis R, C, L (Fig. 18), der mit dem Detektorkreis durch die Spule L_d gekoppelt ist, ein Aus-

gleichskreis A mit einem Dreiplattenkondensator C_E gekoppelt sein, der dem Empfangsdiagramm eine umgekehrte Verzerrung erteilt.

Mehrfachantennensystem.

Oesterr. Pat. 109 586 (Surjaninoff, Wien, 12. Mai 1926), ausgegeben am 10. Mai 1928.

Bei den bekannten Mehrfachantennenanlagen, bei denen die einzelnen Antennen mit phasenverschobenen Strömen gespeist werden, sind die Antennen gewöhnlich soweit voneinander entfernt, daß ein magnetisches Feld, das alle Antennen umhüllt, nicht zustandekommt. Es tritt unter diesen Umständen durch Interferenz eine Richtwirkung auf. Erfindungsgemäß sollen eine größere Anzahl Einzelantennen so nahe beieinander angeordnet werden, als es die Spannung zuläßt. Der Phasenunterschied zwischen den einzelnen Speiseströmen soll derart gewählt werden, daß der gesamte Phasenunterschied nicht mehr als 180 Grad beträgt, so daß ein magnetisches Feld zustande kommt, das alle Antennen umhüllt.

Fernsehen.

Brit. Pat. 289 416 (Chilowsky, 26. April 1927), veröffentlicht am 20. Juni 1928.

Gemäß der Erfindung soll mit der Bildzerlegung die Frequenz der Trägerwelle geändert werden. Dies kann z. B. in der Weise erfolgen, daß synchron mit dem zur Bildzerlegung dienenden Spiegel der Abstimmkondensator des Schwingungskreises rotiert. Auf der Empfangsseite sind eine Reihe von Piezokreisen angeordnet, die auf die verschiedenen Frequenzen ansprechen. Es kann auch in ähnlicher Weise mit zwei verschieden schnell variierten Frequenzen gearbeitet werden.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
463 307	21g/29	27. 7. 28	Lichtelektrische Zelle
*463 321	$21a^4/15$	27. 7. 28	Modulation bei Röhrensender
463 328	21g/10	26. 7. 28	Kondensator mit Schutzhülle
*463 372	$21a^4/1$	27. 7. 28	Sende-Einrichtung
463 377	21g/13	28. 7. 28	Schutzkappe für Röhren
463 420	$21a^4/72$	1. 8. 28	Radio-Telephonanschluß
*463 476	$21a^4/1$	31. 7. 28	Störbefreiung in Hochfrequenz-Sendekreisen
*463 477	$21a^4/1$	28. 7. 28	Konstanthaltung der Sendefrequenz
*463 478	$21a^4/8$	3. 8. 28	Fremdgesteuerter Röhrensender
*463 479	$21a^4/48$	31. 7. 28	Beseitigung der Mißweisungen bei Peilgeräten
463 480	$21a^4/71$	30. 7. 28	Kontrolle der Wellenreinheit
463 536	$21a^2/41$	31. 7. 28	Verstärker
466 580	$21a^4/29$	31. 7. 28	Empfangseinrichtung
463 795	$21a^2/1$	6. 8. 28	Verstärkerschaltung
463 897	$21a^2/1$	6. 8. 28	Lautsprecher
463 898	$21a^2/1$	6. 8. 28	Lautsprecher
463 899	$21a^2/1$	4. 8. 28	Lautsprecher
463 900	$21a^2/11$	4. 8. 28	Lautsprecher
463 937	$21a^2/3$	14. 8. 28	Membran für kapazitive Telephone
464 015	$21a^2/11$	14. 8. 28	Lautsprecher-Membran
464 053	$21a^2/36$	14. 8. 28	Künstliche Leitung
*464 096	$21a^4/29$	10. 8. 28	Neutrydenschaltung
464 109	$21a^4/35$	14. 8. 28	Sende-Empfangsanordnung
*464 227	$21a^4/24$	14. 8. 28	Verstärkerschaltung
464 323	21b/2	15. 8. 28	Berührungsschutz für Anodenbatterien

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Bücher.

Eingegangene Bücher.

Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen. Von Dr. Alfred Sacklowski. Band II der „Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik". Herausgegeben von F. Moench. XII u. 129 S., mit 46 Abbildungen, 8°. Weidmannsche Buchhandlung, Berlin 1928. Geheftet 4,50 Mk., gebunden 6,00 Mk.

Funkmusik und Schallplattenmusik. Von O. Kappelmayer. 30. Band der „Bibliothek des Radio-Amateurs". Herausgegeben von Dr. Eugen Nesper. IX u. 161 S., mit 125 Textabbildungen, 8°. Verlag von Julius Springer, Berlin 1928. Geheftet 6,60 Mk.

Französischer Sprachführer für den Fernsprechweitverkehr. Von Albert Lang, Postrat im Reichspostzentralamt. Band III der „Einzeldarstellungen aus der elektrischen Nachrichtentechnik". Herausgegeben von F. Moench. VIII u. 120 S., 8°. Verlag Weidmannsche Buchhandlung, Berlin 1928. Gebunden Leinen 9,00 Mk.

Bücherbesprechungen.

Transformatoren-Verstärker. Von Dr. Ludwig Müller und Manfred v. Ardenne. 137 Seiten mit 66 Abbildungen, Berlin 1927. Verlag Richard Carl Schmidt & Co. In Ganzleinen 4.— RM.

Nach einer kurzen Einführung in die Wirkungsweise der Eingitterröhre wird im II. Abschnitt die Theorie des Verstärkertransformators in sehr eingehender Weise behandelt, wobei auch die Eisenverluste eine ihrer Bedeutung entsprechende Berücksichtigung finden. Einen breiten Raum nimmt die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit des Scheinwiderstands ein, den der Transformator an seinen Primärklemmen darstellt. Die nicht minder wichtige Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der Sekundärspannung für den Fall, daß dem Transformator ein Widerstand vorgeschaltet ist, ist dagegen etwas knapp gehalten. Einen besonderen Hinweis verdienen die Kapitel über die Messungen am Verstärkertransformator und die auf Grund dieser Messungen durchzuführende Analyse eines unbekannten Transformators. Den Schluß des I. Abschnitts bildet die Untersuchung der Amplitudenverzerrung, die durch die Vormagnetisierung des Eisenkerns mit Gleichstrom verursacht wird.

Der III. Abschnitt des Buchs ist dem Zusammenarbeiten von Röhre und Transformator gewidmet. Bei der mathematischen Behandlung würde es sich empfehlen, den die Belastung im Anodenkreis charakterisierenden Scheinwiderstand durch seine Komponenten darzustellen. Auch dürfte es zweckmäßiger sein, den Transformator nicht so sehr vom Standpunkt der Anpassung, sondern als Siebgebilde zu behandeln. Sehr instruktiv sind die experimentell aufgenommenen Verstärkungskurven. Mit Rücksicht auf die Wichtigkeit derartiger Messungen wäre es wünschenswert, die in Frage kommenden Meßverfahren bei der nächsten Auflage eingehender zu behandeln. In einem be-

sonderen Kapitel wird die Konstruktion der Arbeitskurve für reine Wirklast und allgemeine Belastung im Anodenkreis beschrieben. Das folgende Kapitel über große Amplituden und Röhrenverzerrungen ist für die Qualitätsverbesserung des Lautsprecherempfangs von großer Bedeutung. Als Maß für die Verzerrungen wird der Gleichrichtereffekt verwendet. In dem Kapitel über die Endverstärkung wird ein sehr schönes graphisches Verfahren für die Bestimmung der Anoden- und Gitterspannungen beschrieben, die erforderlich sind, um die Arbeitsellipse in den günstigsten Bereich des Kennlinienfelds zu verlegen. Es wird dabei auch die Parallelschaltung mehrerer Röhren und mehrerer Lautsprecher berücksichtigt. In einem etwas kurzen praktischen Teil werden schließlich verschiedene Ausführungen von Röhrenanordnungen mit Transformatoren-Kopplung besprochen.

Das Buch, das eine wertvolle Bereicherung der Fachliteratur darstellt, vermittelt nicht nur dem Fachmann, sondern auch dem fortgeschrittenen Amateur einen tieferen Einblick in die bei der Transformatoren-Verstärkung in Betracht kommenden Fragen und kann daher allen Interessenten wärmstens zum Studium empfohlen werden.

H. Kafka.

Der Niederfrequenzverstärker, seine Theorie und seine praktische Anwendung zur Sprach- und Musikverstärkung von Albrecht Forstmann und Hans Reppisch. Mit 211 Abildungen, 1928. Verlag Richard Carl Schmidt & Co., Berlin W 62.

Der erste Abschnitt des Buches ist der allgemeinen Verstärkertheorie gewidmet. Nach der Besprechung der Röhrencharakteristika wird der Einfluß der Anodenbelastung auf den Kennlinienverlauf untersucht. Der auch von anderer Seite verwendete Begriff der „komplexen Steilheit“ bei allgemeiner Belastung des Anodenkreises sollte vermieden werden. Bei reiner Wirklast kann wohl das Verhältnis zwischen Anodenstrom und Gitterspannung durch die Steilheit einer Kennlinie versinnbildlicht werden; bei allgemeiner Belastung verliert aber diese Darstellung ihren Sinn, da sich der Arbeitspunkt bei sinusförmiger Gitterspannung auf einer Ellipse bewegt. Sehr ausführlich wird die Wirkungsweise der Röhre als Spannungsverstärker behandelt. Anschließend daran werden die mit der Röhre zusammenhängenden Verzerrungsmöglichkeiten untersucht und ein Verfahren zur Bestimmung des günstigsten Durchgriffs abgeleitet. Das Schlußkapitel des ersten Abschnitts behandelt die Leistungsabgabe durch die Endröhre.

Im zweiten Abschnitt (spezielle Verstärkertheorie) werden die verschiedenen Verstärkungsarten in sehr eingehender Weise untersucht und Dimensionierungsgrundlagen für die Kopplungselemente angegeben. In dem Unterabschnitt über den Widerstandsverstärker bemüht sich der Verfasser, durch Berechnungen nachzuweisen, daß die von Ardenne vorgeschlagene Dimensionierung der Kopplungselemente eine zu große Frequenzabhängigkeit ergibt. Dem gegenüber stehen aber die von Ardenne experimentell aufgenommenen Verstärkungskurven, aus denen hervorgeht, daß die Frequenzabhängigkeit der von Ardenne angegebenen Anordnungen für praktische Bedürfnisse vollauf genügt. Forstmann zieht allerdings Tonfrequenzen bis 10^5 in Betracht, was wohl etwas zu weit geht. Bei der Besprechung des Drosselspulenverstärkers würde sich ein Hinweis auf die von amerikanischer Seite angegebene Kopplungsanordnung mit zwei Drosseln und einem Kondensator empfehlen, mit welcher Anordnung sich sehr günstige Frequenzkurven erzielen lassen. Den breitesten Raum nimmt die Behandlung des Transformatorverstärkers ein. Nach der Besprechung der magnetischen und elektrischen Eigenschaften werden die Vektordiagramme des leerlaufenden und des belasteten Transformators entwickelt. Ein besonderes Kapitel ist den Resonanzerscheinungen gewidmet. Hierauf folgt die rechnerische Behandlung des Transformators, wobei unter anderem auch Ausdrücke für das Spannungsverhältnis abgeleitet werden. Die allgemeinen Ausdrücke für das Spannungsverhältnis müßten wohl erst für den praktischen Gebrauch zugeschnitten werden. Auch Forstmann mißt dem Eingangswiderstand des Transformators und seinen Komponenten einen besonderen Wert bei, während es doch in erster Linie auf die Frequenzabhängigkeit des Spannungsverhältnisses ankommt. Nach den Betrachtungen über den Transformator selbst wird die Zusammenschaltung mit anderen Schaltungsgliedern untersucht. Sehr zu begrüßen ist eine ausführliche Darstellung der Gegentaktverstärker. Den Schluß des zweiten Abschnittes bilden ein Hinweis auf Mikrophonverstärker und ein interessantes Kapitel über die Entzerrung von Verstärkern.

Der dritte Abschnitt behandelt die Konstruktion und den Betrieb von Verstärkern. In dem Unterabschnitt über Widerstandsverstärker werden außer normalen Anordnungen für Rundfunkzwecke auch moderne Konstruktionen von Mikrophonverstärkern beschrieben, bei denen es auf besondere Verzerrungsfreiheit ankommt. Anschließend daran wird auf den Netzanschluß, die niederfrequente Rückkopplung und die Gegentaktschaltung bei Widerstandsverstärkern eingegangen. Hierauf folgen Hinweise auf die Röhrenwahl und die Betriebsspannungen bei Widerstandsverstärkern. Die konstruktive Seite der Transformator- und Drosselspulenverstärker ist auf Kosten theoretischer Erörterungen (die besser in den zweiten Abschnitt passen würden) etwas knapp gehalten. Nach Hinweisen auf die Röhrenwahl und die Betriebsspannungen bei Transformatorverstärkern wird in einem Schlußkapitel die Leistungsabgabe von Verstärkern unter Berücksichtigung der Verzerrungsmöglichkeiten behandelt.

Das Buch stellt zweifellos eine sehr gründliche Arbeit dar, die dem Fleiß des Verfassers das beste Zeugnis ausstellt. Es kann allen Interessenten zum Studium empfohlen werden. Nach Ansicht des Berichters könnte bei einer zweiten Auflage das mathematische Beiwerk, das manche Teile des Buches überwuchert, wesentlich eingeschränkt werden. Der Verfasser sollte es auch vermeiden, eigene Arbeiten in den Vordergrund zu stellen und die Arbeiten anderer Autoren, deren Ansichten mit den seinen nicht übereinstimmen, herabzusetzen.

H. Kafka.

Les Ondes Électriques Courtes. Von René Mesny, Professeur d'Hydrographie de la Marine. 163 Seiten, 67 Figuren. Les Presses Universitaires de France, Paris 1927. Geb. 30 Francs.

In der drahtlosen Nachrichtenübermittlung auf große Entfernungen stehen heute die kurzen Wellen bereits an erster Stelle, obwohl nur wenige Jahre vergangen sind seit der Entdeckung ihrer großen Reichweite durch die amerikanischen Amateure. Entsprechend der großen praktischen Bedeutung derselben wird in allen Kulturländern eifrigst an der wissenschaftlichen Klärung dieses jüngsten Zweiges der „Drahtlosen“ gearbeitet. Die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen, die Verschiedenartigkeit ihrer Ursachen und die vorläufige Unmöglichkeit der unmittelbaren Erforschung der höheren Atmosphärenschichten, welche für

die günstige Ausbreitung wesentlich maßgebend sind, gestalten gerade die Kurzwellen-Forschung sehr schwierig. Dieselbe befindet sich daher noch voll im Fluß.

Wollte sich bisher jemand mit dem Kurzwellengebiet vertraut machen, so war er in der Hauptsache auf die in zahlreichen Fachzeitschriften des In- und Auslandes verstreuten Veröffentlichungen angewiesen. Die zusammenfassende Bearbeitung dieses umfangreichen Materials in dem Buche von R. Mesny schafft hier eine wesentliche Erleichterung. Auch Fachleuten bietet dieses Werk eine gute Uebersicht, und, soweit dieselben nur ein Teilgebiet bearbeiten, auch eine Ergänzung ihrer Kenntnisse.

Das Buch behandelt in seinem ersten Kapitel die Ausbreitung der kurzen Wellen, gegliedert nach Beobachtungstatsachen, Theorien und Experimenten. Anschließend folgt eine kritische Betrachtung der Theorien verschiedener Autoren. Das zweite Kapitel berichtet über die Erzeugung der kurzen Wellen, die Sendeantennen und den Empfang. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit den sehr kurzen Wellen (unterhalb 10 m), die in jüngster Zeit eine zunehmende praktische Bedeutung gewinnen. Es umfaßt die Herstellung solcher Wellen, Experimente und Messungen und den Uebergang von diesen kürzesten elektrischen Wellen zu den infraroten Wellen der Optik.

Das Buch, dessen äußere Ausstattung vorzüglich ist, zeichnet sich besonders durch eine klare Darstellung aus, und es ist demselben ein reichhaltiges, nach Teilgebieten geordnetes Literaturverzeichnis beigefügt. Der Text ist durch zahlreiche gute Figuren erläutert. Dagegen vermißt man ein alphabetisches Sachregister, dessen Einführung in späteren Auflagen sehr zu begrüßen wäre.

Das zur Zeit der Niederschrift vorliegende Material ist mit großer Sorgfalt zusamengetragen, nur an wenigen Stellen könnte eine ausführlichere Darstellung erwünscht erscheinen. So kommt z. B. die Bedeutung der Frequenzvervielfachung für den Sender nicht genügend zur Geltung, da ein wesentlicher Vorteil — die verringerte Rückwirkung auf die Steuerkreise — nicht erwähnt wird. Ferner fehlen im Kapitel „piezoelektrische Stabilisatoren" Angaben über die kleinste Wellenlänge, bis zu der herab man direkte Quarzsteuerung verwenden kann. Schließlich hätte bei den Empfangsantennen der Vollständigkeit halber die Beverage-Antenne nicht unerwähnt bleiben dürfen.

Es wäre zu wünschen, daß das Buch bald eine deutsche Uebersetzung erfährt, und daß es durch neue Auflagen stets auf dem neuesten Stand gehalten wird, was gerade bei einem derart in Fluß befindlichen Gebiet zwar sehr schwierig, aber auch besonders dankenswert ist.

K. Krüger und H. Plendl.

Die wissenschaftlichen Grundlagen des Rundfunkempfangs. Herausgegeben von Prof. Dr. Ing. e. h. Dr. K. W. Wagner. Vorträge, veranstaltet durch das Außeninstitut der Technischen Hochschule zu Berlin, den Elektrotechnischen Verein und die Heinrich-Hertz-Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens. VIII u. 418 S., mit 253 Abbildungen, 8°. Verlag Julius Springer, Berlin 1927. Gebunden 25,00 Mk.

Das Buch enthält den teilweise erweiterten Text von 14 Vorträgen, die im Winter 1925/26 auf Veranlassung der Heinrich-Hertz-Gesellschaft in Berlin stattfanden. Es werden darin von namhaften Fachleuten sämtliche physikalischen und elektrotechnischen Teilgebiete des Rundfunkempfangs behandelt. Der Herausgeber K. W. Wagner gibt einen einleitenden Vortrag über: „Die Kulturaufgabe des Rundfunks; seine Organisation und Technik." Daran schließen sich an: F. Aigner: Ueber die Schwingungen der Sprache und der Musikinstrumente und über die Quellen der Verzerrung. W. Hahnemann: Das Schallfeld und die akustischen Schwingungsgebilde. W. Schottky: Elektroakustik. H. Salinger: Physikalische Grundlagen der Empfangstechnik. R. Rüdenberg: Ausstrahlung, Ausbreitung und Empfang der elektrischen Wellen. A. Esau: Störungen des Empfangs durch unregelmäßige Wellenausbreitung. H. Rukop: Die Wirkungsweise der Elektronenröhren. H. G. Möller: Das Schwingaudion. H. Barkhausen: Allgemeine Verstärkertheorie. B. Pohlmann: Niederfrequenzverstärker. G. Leithäuser: Kunstschaltungen. F. Eppen: Anforderungen an die Einzelteile der Rundfunkempfänger; Gesichtspunkte für den Bau der Geräte. H. Harbich: Rundfunkwellenverteilung. Zusammenfassung der wichtigsten Grundlagen für den Empfängerbau; Typenbeschränkung.

Es ist nicht möglich, zu sämtlichen Vorträgen im einzelnen sich zu äußern. Zusammenfassend ist zu sagen, daß dieses Buch eine sehr beachtenswerte Bereicherung der wissenschaftlichen Literatur über den Rundfunkempfang bildet. Insbesondere sind darin Gebiete wie z. B. die Elektroakustik ausführlich behandelt, die in der Menge der Rundfunkliteratur gegenüber den elektrischen Problemen des Empfängerbaus bisher seltener Erwähnung fanden. Da die Mehrzahl der behandelten Probleme nicht auf den Rundfunkempfang beschränkt sind, so kann das Werk dem Hochfrequenztechniker ganz allgemein sehr empfohlen werden.

E. Mauz.

Luftfahrtforschung. I. Band, S. 113—164, Heft 4. München, 7. Mai 1928. Sonderheft für Funkwesen und Elektrotechnik. Verlag von R. Oldenbourg, Berlin. Geheftet 9,75 Mk.

Dieses Sonderheft enthält außer den auch in diesem Jahrbuch erschienenen Arbeiten: Heinrich Faßbender, Laboratorien und Forschungsarbeiten der Funkabteilung der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin-Adlershof; K. Krüger und H. Plendl, Zur Anwendung der kurzen Wellen im Verkehr mit Flugzeugen: Versuche zwischen Berlin und Madrid; Franz Eisner, Heinrich Faßbender und Georg Kurlbaum, Leistungs- und Strahlungsmessungen an Flugzeug- und Bodenstationen, noch folgende Aufsätze: Heinrich Faßbender und Kurt Krüger, Geräuschmessungen in Flugzeugen; Heinrich Faßbender, Die Vorzüge des Kurzwellen-Verkehrs mit Flugzeugen; F. Liebers, Ueber den Widerstand von Flugzeugantennen und die dadurch verursachte Verringerung der Flugleistungen; Wilhelm Brintzinger, Der Antrieb elektrischer Generatoren durch den Fahrwind.

Diese Zusammenstellung von Arbeiten der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt (D. V. L.) über neue Ergebnisse in der Anwendung des Funkverkehrs beim Luftfahrzeug wird dem Hochfrequenztechniker willkommen sein.

E. Mauz.

Union Internationale de Radiotélégraphie Scientifique (U. R. S. J.). Recueil des travaux de l'assemblée générale tenue à Washington en octobre 1927. Fascicule 1. Publié par le Secrétariat Général de l'U. R. S. J., Bruxelles 1928.

Das Heft enthält teils in englischer, teils in französischer Sprache den Text von 22 Vorträgen, die bei der Hauptversammlung der U. R. S. J. in Washington im Oktober 1927 gehalten wurden. Die Vorträge behandeln in erster Linie die Ausbreitung der drahtlosen Wellen und deren Störungen, sowie die Frequenzkontrolle.

E. Mauz.

Band 32 November 1928 Heft 5



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

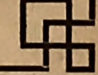
herausgegeben von

Professor Dr. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz



1 9 2 8



Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.



Band 32 November 1928 Heft 5

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite
Gerhard Gresky: Die Wirkungsweise von Reflektoren bei kurzen elektrischen Wellen. (Mit 33 Figuren im Text) 149
H. W. Birnbaum: Die Fernlenkversuche der Reichsmarine in den Jahren 1916/1918. (Mit 9 Figuren im Text). 162
J. Fuchs: Das Verhalten kurzer Wellen in unmittelbarer Nähe des Senders. (Mit 3 Figuren im Text) 170
August Žáček: Ueber eine Methode zur Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen 172
Ferdinand Trendelenburg: Zusammenfassender Bericht. Ueber neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten. (Mit 18 Figuren im Text) (Fortsetzung) 173
Referate:
C. R. Moore und A. S. Curtis (J. Zenneck): Die Analyse von Schwingungen im Gebiet der Sprachfrequenzen. (Mit 2 Figuren im Text) . 180

Seite
Referate
A. G. Landeen (J. Zenneck): Die Analyse von zusammengesetzten Schwingungen. (Mit einer Figur im Text) 180
Manfred von Ardenne (Selbstreferat): Ein empfindliches Röhrenvoltmeter für Hochfrequenz. (Mit 2 Figuren im Text) 181
L. Bergmann (W. Espe): Ueber einen Röhrensender für kurze, ungedämpfte Wellen. (Mit 3 Figuren im Text) 182
H. E. Hollmann (Selbstreferat): Ueber den Mechanismus von Elektronenschwingungen. (Mit 2 Figuren im Text) 182
Moullin (G. Keinath): Strommesser für Kurzwellenströme . . . 183
B. van der Pol und J. van der Mark (J. Zenneck): Frequenzunterteilung. (Mit einer Figur im Text) 184
S. L. Brown und M. Y. Colby (J. Zenneck): Elektrische Hochfrequenzmessungen 184

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Die Wirkungsweise von Reflektoren bei kurzen elektrischen Wellen.

Von Gerhard Gresky.*)

Inhaltsübersicht.

I. Einleitung.
II. Versuchsanordnung.
1. Der Sender.
2. Der Reflektor.
3. Der Empfänger.
4. Gang einer Messung.
III. Allgemeine Bemerkungen.
1. Theoretische Betrachtungen.
2. Definitionen.
IV. Der zylindrisch-parabolische Reflektor.
1. Bestimmung des optimalen Verhältnisses der Brennweite zur Wellenlänge (f/λ).
2. Die Abhängigkeit der Richtwirkung von den Dimensionen des zylindrisch-parabolischen Reflektors.
A. Abhängigkeit von der Länge l der Reflektordrähte.
B. Abhängigkeit vom Drahtabstand d.
C. Abhängigkeit von der Oeffnung w.
3. Die Abhängigkeit der Verstärkung von den Dimensionen des zylindrisch-parabolischen Reflektors.
A. Abhängigkeit von der Drahtlänge l.
B. Abhängigkeit vom Drahtabstand d.
C. Abhängigkeit von der Oeffnung w.
4. Zusammenfassung des IV. Teiles.
V. Der ebene Reflektor.
1. Bestimmung des optimalen Verhältnisses von f/λ.
2. Die Abhängigkeit der Richtwirkung von den Dimensionen des ebenen Reflektors.
A. Abhängigkeit von der Drahtlänge l bei verschiedenem Drahtabstand d.
B. Abhängigkeit von der Oeffnung w.
3. Die Abhängigkeit der Verstärkung von den Dimensionen des ebenen Reflektors.
A. Abhängigkeit von der Drahtlänge l bei verschiedenem Drahtabstand d.
B. Abhängigkeit von der Oeffnung w.
4. Zusammenfassung des V. Teiles.
VI. Zusammenfassung.

*) Dissertation aus dem Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena.

I. Einleitung.

Die Anwendung von parabolischen und ebenen Reflektoren zur Konzentration und Verstärkung elektrischer Wellen geht schon auf Hertz[1]) zurück, der sie bei seinen Untersuchungen über kurze elektrische Wellen benutzte.

Da für die Nachrichtenübermittlung lange Wellen günstigere Ausbreitungsmöglichkeiten zu ergeben schienen, die Dimensionen der Reflektoren aber in gewissen Verhältnissen zur Wellenlänge stehen müssen, fanden diese zunächst keine praktische Verwendung, da ihre Herstellung für lange Wellen infolge der großen Dimensionen Schwierigkeiten bereitete.

Erst als man sich mit größerem Interesse wieder den kürzeren Wellen bis herab zu einigen Metern zuwendete, rückte die Möglichkeit, Reflektoren zu Richtzwecken zu verwenden, wieder in den Vordergrund.

Die ersten praktischen Ergebnisse mit Reflektoren erzielten Marconi[2]) und C. S. Franklin[3]) bei einer

[1]) H. Hertz, Gesammelte Werke II S. 133 und 184.
[2]) Marconi, Jahrb. f. drahtl. Telegr. und Telef. 21, S. 58, 1923; Proc. of the Inst. of Radio Eng. 10, S. 215, 1922.
[3]) C. S. Franklin, Wireless World and Radio Review 10, S. 219, 1922.

Welle von 15 m, und zwar bestanden ihre Reflektoren nicht aus Vollmetall, sondern aus parallelen vertikalen Drähten. Die von ihnen angestellten Versuche sind mit einer besonderen Würdigung der Vorteile der Reflektoren und einem Versuch, ihre Wirkungsweise zu erklären, von White[4]) zusammengestellt worden.

Die Abhängigkeit der Strahlungsdiagramme von den Dimensionen eines zylindrisch-parabolischen Reflektors suchten Dunmore und Engel[5]) bei einer Wellenlänge von 10 m zu bestimmen, beantworteten aber die dabei auftretenden Fragen nicht erschöpfend.

In der neuesten Zeit benutzte Meißner[6]) Reflektoren in Verbindung mit Horizontalantennen zur Untersuchung der Raumstrahlung.

In den genannten Arbeiten fehlen genauere Angaben über die Richtwirkung und Verstärkung eines Reflektors meistens vollkommen, oder letztere sind nur nach der Parallelohmmethode oder nach Vergleichen der Lautstärke im Telephon gemacht worden.

Für eine bestimmte Wellenlänge λ wurde jedesmal die Brennweite f des Reflektors so gewählt, daß $f/\lambda = 0{,}25$ war, ein Wert, der sich mit Rücksicht auf die Optik als der günstigste zu ergeben schien. Diese Annahme jedoch kann nach einer Untersuchung von Tatarinoff[7]) zum mindesten für Gitterspiegel, d. h. aus vertikalen Drähten bestehende Spiegel, nicht mehr aufrecht erhalten werden, da die Phasenverschiebung bei der Wellenreflexion eine Funktion des Abstandes von Sendeantenne und reflektierendem Draht ist und nicht, wie bisher angenommen wurde, in jedem Falle wie in der Optik 180° beträgt.

Diese letzten Erwägungen und der Gedanke, daß die Wirkungsweise eines Reflektors eine wesentliche Abhängigkeit von seinen Dimensionen zeigt, eine systematische Untersuchung hierüber bisher aber fehlt, führten auf Veranlassung von Herrn Prof. Esau zu der vorliegenden Arbeit, deren Ziel es ist, die Abhängigkeit der Richtwirkung und Verstärkung

1. eines aus parallelen vertikalen Drähten bestehenden zylindrisch-parabolischen Reflektors,
2. eines aus parallelen vertikalen Drähten bestehenden ebenen Reflektors

von seinen Dimensionen systematisch zu untersuchen.

II. Versuchsanordnung.

1. Der Sender.

Für die Versuche wurde ein Sender in der Schaltung der Fig. 1 benutzt, die von H. Wechsung[8]) näher untersucht worden ist. Als Senderöhre diente eine entsockelte, mit dicken Ausführungen versehene Telefunkenröhre R. S. 19. Der Heizstrom, den ein Akkumulator lieferte, betrug 3,7 Amp. bei einer Fadenspannung von 16 Volt. Als Anodenspannung diente eine Wechselspannung von 500 Perioden, die aus einer Wechselstrommaschine entnommen und auf 2000 Volt hochtransformiert wurde. Den Schwingungskreis bildet ein Drahtbügel L, der zur Veränderung der Wellenlänge ausgewechselt werden kann, die Kapazität C_k und die Röhrenkapazität C_r. Die Kapazität C_k ist eine Glasplatte mit Kupferbelegungen, die aus einer Leydener Flasche der Firma Schott & Gen., Jena, ausgeschnitten wurde. Glasplatten mit aufgekitteten Metallbelegungen erwiesen sich infolge der großen Erwärmung des Kondensators und des niedrigen Schmelzpunktes der Kittmaterialien für längeren Betrieb als unbrauchbar.

Die Antenne besteht aus einem linearen, vertikal aufgestellten Draht von der Länge l, der in der Grund-Schwingung ($l \sim \lambda/2$) erregt wird und in dessen Mitte (Strombauch) ein Hitzdrahtampèremeter zur Einstellung auf

Fig. 1.
Senderschaltung.

Resonanz eingeschaltet ist. Die Ankopplung an den Sender geschieht induktiv und wird auf ihren besten Wert eingestellt.

Die Wellenlänge konnte bei den vorliegenden Versuchen von 260 bis 437 cm variiert werden, sie wurde jedesmal mittels eines Lechersystems gemessen.

2. Der Reflektor.

Fig. 2 zeigt eine photographische Aufnahme des Reflektors. Seine wesentlichen Bestandteile (zwei Holzparabeln

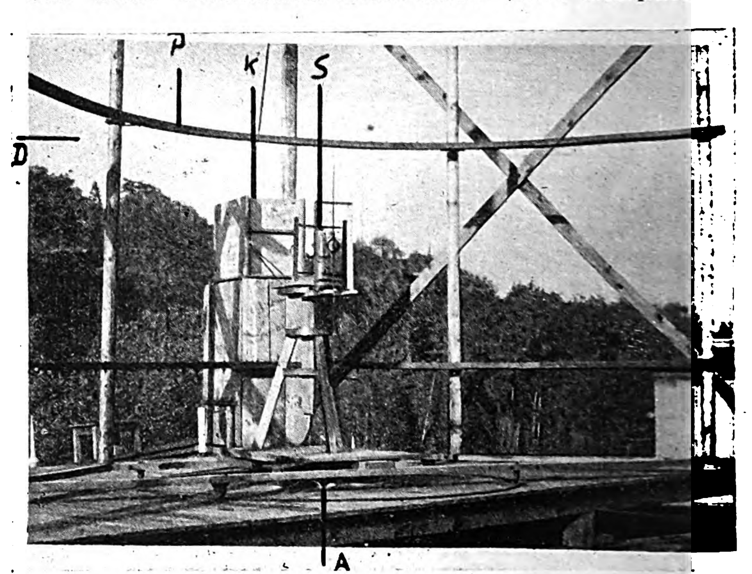


Fig. 2.
Gesamtbild des Reflektors mit Sender.

P bzw. zwei gerade Holzleisten) werden mittels Schellen an einem in zwei Zapfen und auf sieben Rollen um eine vertikale Achse drehbaren Gerüst befestigt. Ein an diesem Gerüst befestigter Zeiger, der über einer festen Skala spielt, erlaubt es, die jeweilige Stellung des Reflektors

[4]) White, Electrician, 94, S. 392, 424, 1925.
[5]) Dunmore und Engel, Scient. Papers of the Bureau of Stand, 1923, Nr. 469.
[6]) A. Meißner, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telef. 28, S. 78, 1926; 30, S. 77, 1927.
[7]) W. W. Tatarinoff, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telef. 28, S. 117, 1926.
[8]) H. Wechsung, Jenaer Dissertation, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telef. 31, S. 176, 1928.



abzulesen. Die Drähte (D) werden zwischen den Holzparabeln bzw. Holzleisten voneinander isoliert fest eingespannt. Ihre Länge kann durch Verschieben der Einspannleisten beliebig verändert werden.

Während der Versuche befindet sich der ganze Sender auf dem drehbaren Gerüst. Die Röhre mit dem Schwingungskreis und der angekoppelten Antenne (S) steht im Innern des Reflektors, der übrige Teil (K), tragbar in

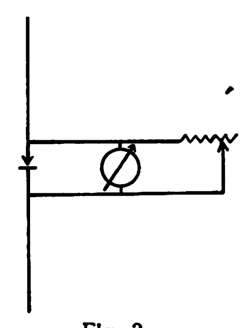


Fig. 3.
Empfangsanordnung.

einem Kasten montiert, außerhalb desselben. Die Stromzuleitungen werden dem Reflektor an der Stelle A zugeführt, von der aus je ein Zweig der Anoden- und Heizleitung direkt, der andere über Taste bzw. Ampèremeter und Heizwiderstand zum Sender geht. Um einen störenden Einfluß der den Sender bedienenden Person auszuschalten, sind Taste, Ampèremeter und Heizwiderstand in einer Entfernung von 10 m vom Reflektor angebracht.

3. Der Empfänger.

Als Empfänger diente eine dem Sendedipol entsprechende Antenne, in deren Strombauch ein Detektor mit einem parallel zu ihm liegenden Zeissschen Schleifengalvanometer von der Empfindlichkeit $3 \cdot 10^{-7}$ Amp. eingeschaltet wurde. Diese konnte durch einen parallel zum

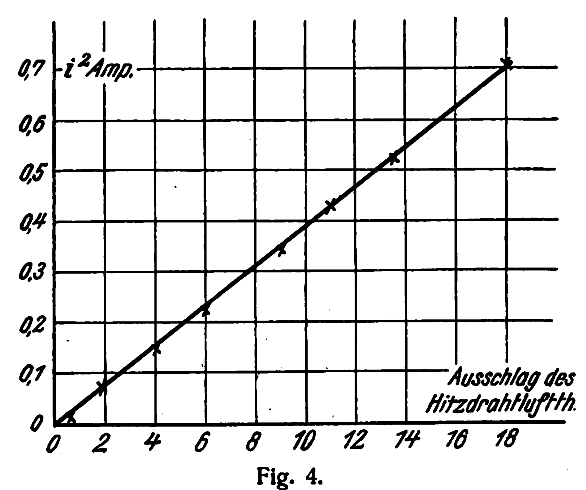


Fig. 4.
Eichkurve des Hitzdrahtluftthermometers.

Galvanometer liegenden Stöpselrheostaten beliebig verkleinert werden (Fig. 3). Das Schleifengalvanometer erwies sich infolge seiner großen Dämpfung für die Messungen als sehr zweckmäßig.

4. Gang einer Messung.

Der Reflektor war auf dem Dach des Technisch-Physikalischen Institutes aufgestellt, der Empfänger befand sich in dem Bodenraum eines in 170 m Entfernung liegenden Gebäudes in gleicher Höhe mit dem Sender. Der am Empfänger benutzte Detektor wurde mit Hilfe eines mit Gleichstrom geeichten Hitzdrahtluftthermometers nach Scheibe[9]) (Eichkurve Fig. 4) geeicht, das für Hochfrequenzmessungen am zuverlässigsten ist. Es wurde dabei festgestellt, daß der Detektor (Seibt-Fabrikat) auf das Quadrat der Stromstärken anspricht (Fig. 5). Die am Empfangsinstrument beobachteten Ausschläge sind also proportional der Energie.

Die Messung geht so vor sich, daß der Reflektor aus seiner Null-Stellung (Richtung auf den Empfänger) jedesmal um 10° gedreht wird, bis er eine volle Umdrehung um 360° ausgeführt hat. Gleichzeitig wird am Empfänger der jeder Stellung des Reflektors entsprechende Ausschlag gemessen. Die in Polarkoordinaten aufgetragenen Ausschläge ergeben dann das Strahlungsdiagramm des Reflektors.

Nach der Aufnahme verschiedener derartiger Charakteristiken wird am Empfänger der Ausschlag des Senders ohne Reflektor gemessen, um ein Maß für die Verstärkung des Reflektors zu erhalten.

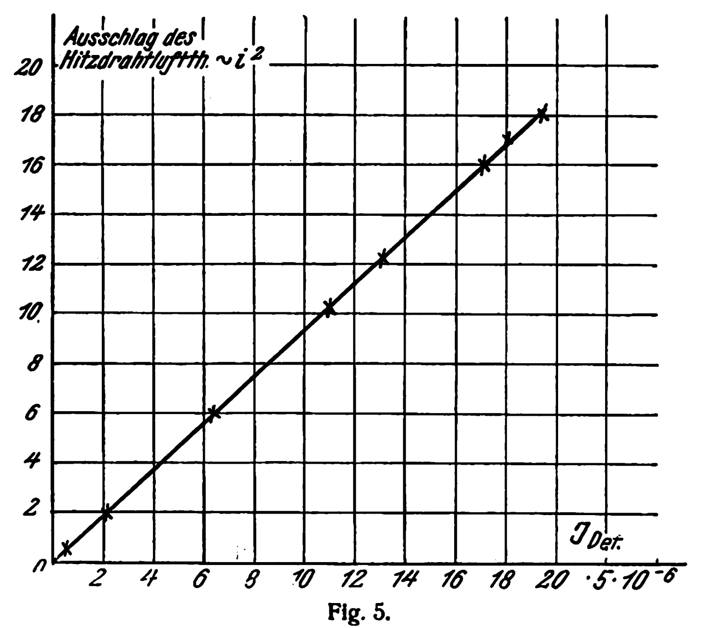


Fig. 5.
Eichkurve des benutzten Detektors.

Die Konstanz des Detektors wurde bei jeder Messung nachgeprüft, indem am Empfangsinstrument die Ausschläge in der Stellung 0° des Reflektors und nach erfolgter Umdrehung verglichen wurden, sie erwies sich als vollkommen ausreichend. Wenn die Empfangsapparatur ungeändert gelassen wurde, blieb der Detektor mehrere Tage lang konstant, das Empfangsinstrument zeigte bei gleicher Einstellung des Senders jedesmal den gleichen Ausschlag.

III. Allgemeine Bemerkungen.

1. Theoretische Betrachtungen.

Der Unterschied zwischen optischen und elektrischen Spiegeln, wie die in der drahtlosen Telegraphie benutzten Reflektoren jetzt kurz genannt werden sollen, besteht darin, daß die Dimensionen der optischen Spiegel groß sind im Vergleich zur Wellenlänge, die der elektrischen dagegen in der Größenordnung der Wellenlänge liegen.

In der Optik kommt die direkte Strahlung der Lichtquelle nicht in Betracht im Vergleich zu der vom Spiegel

[9]) **Scheibe**, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telef. 25, S. 12, 1925.

reflektierten Strahlung, während in der drahtlosen Telegraphie die Strahlung der Sendeantenne einen wesentlichen Beitrag liefert, so daß man auf Phasengleichheit der vom Spiegel und der Sendeantenne ausgehenden Wellen bedacht sein muß. Man darf also z. B. im Falle des zylindrisch-parabolischen Spiegels das Verhältnis der Brennweite zur Wellenlänge nicht beliebig wählen, weil dadurch die Phasenbedingungen sehr ungünstig werden können.

Da in der drahtlosen Telegraphie durch Verwendung einer vertikalen Antenne schon eine Richtwirkung in der Vertikalebene erzielt wird, so genügt es, für die Konzentration in der Horizontalebene im Falle der Parabel im Gegensatz zum Rotationsspiegel der Optik einen zylindrisch-parabolischen Spiegel zu verwenden.

Die Wirkung eines aus vertikalen, abgestimmten Drähten bestehenden Reflektors besteht darin, daß seine einzelnen Elemente, die mit der Sendeantenne und untereinander induktiv gekoppelt sind, zu Schwingungen angeregt werden und auch selbst wieder Energie ausstrahlen. Durch die Kombination sämtlicher Spiegelelemente mit der Sendeantenne wird die ausgestrahlte Energie nach bestimmten Richtungen hin verstärkt, nach anderen geschwächt oder ganz aufgehoben. Um die allgemeinsten Formeln für diese Antennenkombination anzugeben, die man auf Grund der Arbeiten von A. Esau[10]) aufstellen könnte, müßte man Phase und Amplitude jedes Spiegelelementes kennen.

Die Phasenverschiebung, die zwischen einem Spiegelelement und der Sendeantenne entsteht, kann man sich für die Betrachtung, wie auch Tatarinoff[11]), in zwei Teile zerlegt denken, nämlich die Phasendifferenz, die durch den von der Sendeantenne bis zum Spiegelelement zurückgelegten Weg entsteht und die Größe $\frac{2\pi d}{\lambda}$ hat, wenn d die Entfernung der beiden Antennen und λ die Wellenlänge bedeutet, und eine Phasendifferenz, die durch die Kopplung oder, um das optische Bild zu gebrauchen, bei der Wellenreflexion entsteht. Dieser letzte Beitrag zur gesamten Phasendifferenz wurde in den bisherigen Arbeiten für jeden Fall als 180° angenommen.

Nun ist von Tatarinoff festgestellt worden, daß die Phasenverschiebung zweier aufeinander abgestimmter linearer Antennen bei der Wellenreflexion von ihrem Abstand abhängig ist. Sie ist für den Abstand Null 180°, wird mit größer werdendem Abstand kleiner und nähert sich dann asymptotisch 90°.

In Uebereinstimmung hiermit kann man auch auf theoretischem Wege qualitativ zu demselben Resultate kommen. Abraham[12]) berechnet in einer Arbeit u. a. das Strahlungsdiagramm einer vertikalen Antenne in Verbindung mit einer auf diese abgestimmten Hilfsantenne für den Fall konstanten Stromes über die ganze Antennenlänge. Die Sendeantenne übt nach seinen Betrachtungen auf die Hilfsantenne eine elektromotorische Kraft aus, die eine Funktion der Größe $s = \frac{2\pi d}{\lambda}$, also damit des Abstandes d ist. Diese EMK steht in gewisser Beziehung zum Ladungsmoment der Hilfsantenne. Aus den Formeln für das Ladungsmoment der Sendeantenne und der Hilfsantenne läßt sich durch eine bekannte Umrechnung die Phasenverschiebung φ der beiden Antennen berechnen, die sich auch als Funktion, und zwar nicht als einfache lineare Funktion, vom Abstand darstellen läßt. Zerlegt man für die Betrachtung die gesamte Phasendifferenz φ der beiden Antennen in die zwei erwähnten Anteile so ist:

$$\varphi = \psi\,(d) + \frac{2\pi d}{\lambda}, \text{ also } \psi = \varphi - \frac{2\pi d}{\lambda}.$$

Die numerische Berechnung von ψ für verschiedene Abstände d ergibt einen ähnlichen Verlauf für $\psi = \psi\,(d)$, wie ihn Tatarinoff[13]) experimentell gefunden hat (Fig. 6). Die hierbei auftretenden Abweichungen lassen sich durch die bei Abraham gemachten vereinfachten Annahmen erklären.

Nach dieser experimentellen Untersuchung und theoretischen Bestätigung wird also das in den bisherigen

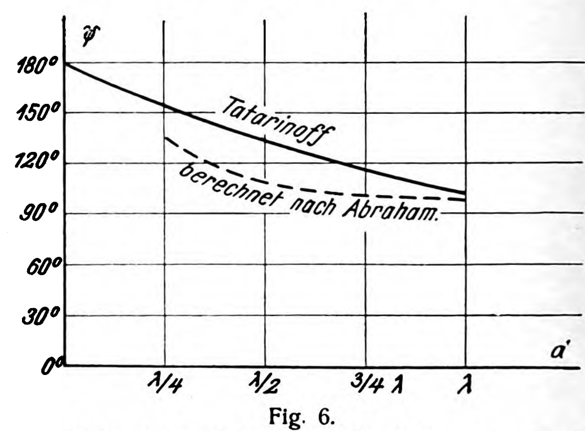


Fig. 6.
Abhängigkeit der Phasendifferenz bei der Wellenreflexion von dem Abstand zweier Antennen.

Arbeiten benutzte Verhältnis $f/\lambda = 0{,}25$ nicht mehr als das günstigste anzusprechen sein.

Theoretisch läßt sich nicht ohne weiteres erkennen, welcher Wert f/λ für den parabolischen oder ebenen Reflektor der günstigste ist und in die Berechnung eingeführt werden müßte.

Für einen experimentell bestimmten günstigsten Wert von f/λ würden die Formeln der Antennenkombination infolge der Phasen- und Amplitudenabhängigkeit der einzelnen Spiegelelemente, die auch wieder experimentell bestimmt werden müßte, noch so unübersichtlich sein, daß man keine Schlüsse auf eine gute Wirksamkeit des Reflektors ziehen könnte. Dagegen lassen sich Spezialfälle, z. B. der ebene Reflektor, dessen Elemente in gleichen Phasen und Amplituden erregt werden, leicht behandeln.

Berechnungen von ähnlichen Fällen liegen in der Literatur vor, besonders von Chireix[14]), Bouthillon[15]) und Mesny[16]), zeigen aber infolge ihrer Spezialisierung nur noch sehr wenig Aehnlichkeit mit den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Reflektoren.

2. Definitionen.

Die Wirkungsweise eines Reflektors macht sich nach zwei Richtungen hin geltend. Er konzentriert die vom Sender ausgehenden Wellen, zeigt also eine Richtwirkung und im Zusammenhang damit eine Verstärkung. Diese beiden Momente bestimmen die Güte des Reflektors.

Die Richtwirkung soll nach zwei Gesichtspunkten quantitativ beurteilt werden:

1. hinsichtlich ihrer Richtschärfe,
2. hinsichtlich ihrer Rückenstrahlung.

---

[10]) A. Esau, Jahrb. f. drahtl. Telegr. u. Telef. 27, S. 142, 1926, 28; S. 1, 1926; 28, S. 147, 1926.
[11]) Tatarinoff, a. a. O.
[12]) M. Abraham, Archiv f. Elektrotech. 8, S. 92, 1919.
[13]) Tatarinoff, a. a. O.
[14]) H. Chireix, Radioélectricité, Bullet. Technique, 1924, Nr. 64.
[15]) L. Bouthillon, L'onde électrique 4, S. 287, 1925; 5, S. 577, 1926; 6, S. 97, 1927.
[16]) R. Mesny, L'onde électrique 6, S. 181. 1927.

Zu 1: Die Richtschärfe sei das Verhältnis des Kreisinhaltes mit der Maximal-Amplitude des Strahlungsdiagramms des Reflektors als Radius zum Flächeninhalt des Strahlungsdiagramms selbst. Sie gibt also an, wieviel mal der Flächeninhalt des Diagramms in dem Kreisinhalt enthalten ist. Diese Definition für die Richtschärfe wird deswegen gewählt, weil die Diagramme nicht ganz symmetrisch nach beiden Seiten von 0° verlaufen, der Winkel also nicht als eindeutige Definition der Richtschärfe gewählt werden kann.

Zu 2: Die Rückenstrahlung sei das Verhältnis der größten Amplitude in dem Winkelbereich von 90—270° zur Maximalamplitude des Reflektors in Prozenten.

Beide Faktoren zusammen bestimmen die Güte der Richtwirkung, denn man will mit einem Reflektor gute Richtschärfe und geringstmögliche Rückenstrahlung erzielen.

Unter Verstärkung soll das Verhältnis der Maximalenergie des Senders in Verbindung mit dem Reflektor zur Maximalenergie des Senders allein verstanden werden.

Richtwirkung und Verstärkung zusammen geben ein Maß für die Güte der Wirkungsweise eines Reflektors.

Es sollen noch folgende Bezeichnungen eingeführt werden:

R = Richtschärfe;
S_r = Rückenstrahlung;
η = Verstärkung;
f = Brennweite des Spiegels;
w = Oeffnung des Spiegels (Abstand der beiden äußersten Spiegeldrähte);
l = Höhe des Spiegels (Länge der Spiegeldrähte);
d = Abstand der Spiegeldrähte;
λ = Wellenlänge.

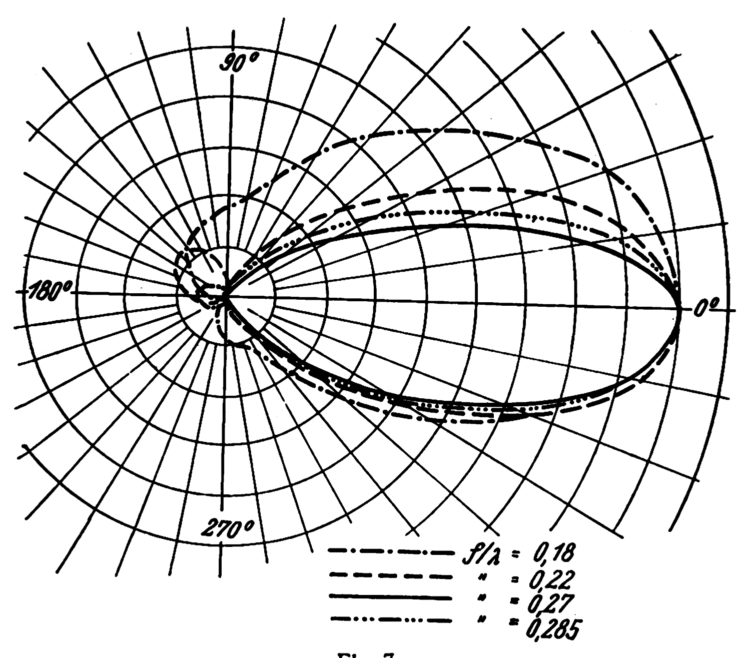


Fig. 7.
Strahlungsdiagramme des parabolischen Reflektors für verschiedenes Verhältnis f/λ.

IV. Der zylindrisch-parabolische Reflektor.

1. Bestimmung des optimalen Verhältnisses der Brennweite zur Wellenlänge (f/λ).

Das Verhältnis f/λ wird dadurch geändert, daß bei konstanter Brennweite des Reflektors (f = 80 cm) die Wellenlänge des Senders variiert wird. Die Sendeantenne steht dabei fest in der Brennlinie der Parabel.

Fig. 7 stellt einige Strahlungsdiagramme des Reflektors bei verschiedenen Verhältnissen f/λ dar, wobei für jede benutzte Wellenlänge die Länge der Spiegelelemente gleich der halben Wellenlänge ist. Die Charakteristiken sind dabei

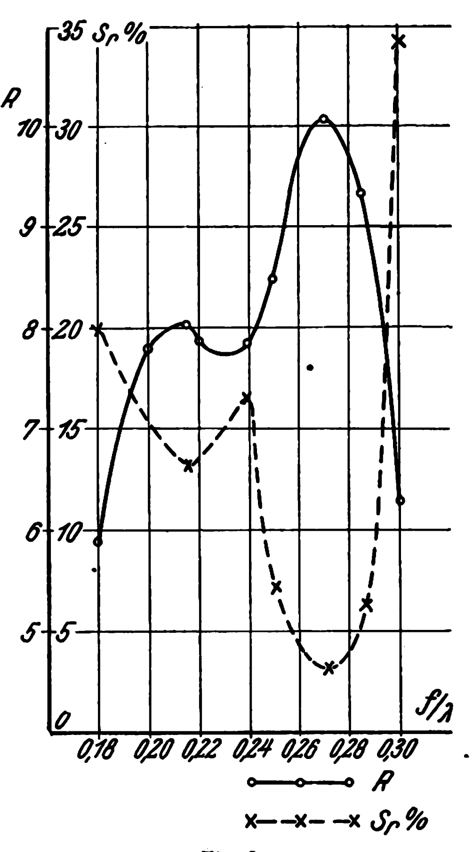


Fig. 8.
Abhängigkeit der Richtschärfe und Rückenstrahlung vom Verhältnis f/λ

wie auch im folgenden immer auf die gleiche Maximalamplitude reduziert worden, um den Unterschied in der Richtwirkung schon an den Diagrammen kenntlich zu machen. Die Unsymmetrien in den Charakteristiken erklären sich durch die Umgebung des Reflektors (in der Nähe befand sich eine Empfangsantenne) und durch die nicht ganz kreisförmige Charakteristik des Senders, die durch die Eigenstrahlung des Schwingungskreises bei der geringen Länge der benutzten Wellen bedingt ist.

Fig. 8 zeigt die Abhängigkeit der Richtschärfe und der Rückenstrahlung vom Verhältnis f/λ. Daraus geht hervor:

1. mit zu- bzw. abnehmender Richtschärfe fällt bzw. wächst die Rückenstrahlung, und deren Minima bzw. Maxima liegen an den Stellen der Maxima bzw. Minima der Richtschärfe.

2. die günstigste Richtwirkung wird erzielt für f/λ gleich 0,27, d. h. im betrachteten Falle für eine Welle von 298 cm.

Dieses Resultat ist in Uebereinstimmung mit dem von Tatarinoff gefundenen, der festgestellt hat, daß für einen einzelnen spiegelnden Draht in der Richtung Spiegel—Sender dann Phasengleichheit der reflektierten mit der vom sender direkt ausgehenden Welle herrscht, wenn f/λ gleich 0,285 ist.

Für die Parabel könnte diese Bedingung nur für den im Scheitel S (Fig. 9) stehenden Draht erfüllt sein. Tatarinoff[17]) berechnete nun eine Kurve QSQ mit

[17]) Tatarinoff, a. a. O.

$f/\lambda = 0{,}285$, für die sämtliche parallel zur Achse ausgehenden Wellen phasengleich sind. Diese Kurve stimmt mit der Parabel in der Umgebung ihres Scheitels nahezu überein, weicht dagegen nach den Aesten zu von ihr ab, d. h. für die Parabel würden die Phasen der aus der Umgebung des Scheitels ausgehenden Wellen übereinstimmen, dagegen immer mehr voneinander abweichen mit der Entfernung vom Scheitel nach den Aesten zu. Wenn nun für die Parabel der günstigste Wert von f/λ kleiner ist als der für die Tatarinoffsche Kurve, so werden dadurch die Phasenbedingungen in der Umgebung des Scheitels schlechter, nach den Aesten zu dagegen besser. Gleichzeitig werden die Amplituden der Spiegeldrähte in der Umgebung des Scheitels infolge der engeren Kopplung bei kleinerem f/λ größer, wodurch die Phasenungleichheit z. T. wieder aufgehoben werden kann, während die Aenderung der Kopplung in bezug auf die an den Aesten stehenden Drähte wegen ihrer größeren Entfernung von F nur von geringem Einfluß sein wird.

Man wird also bei der Parabel entweder für f/λ gleich 0,285 gute Phasenbedingung in der Umgebung des Scheitels und schlechte Phasenbedingung an den Aesten haben

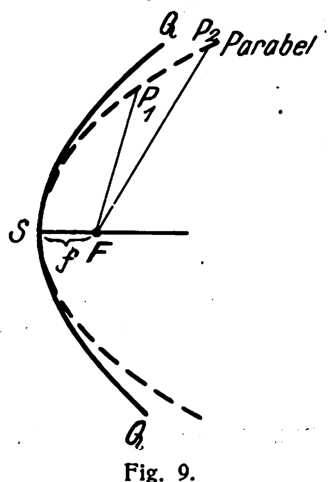


Fig. 9.
(Der erwähnten Arbeit von Tatarinoff entnommen.)

oder für ein kleineres f/λ gute Phasenbedingung an den Aesten und schlechtere Phasenbedingung in der Umgebung des Scheitels, die aber durch die größer werdenden Amplituden wieder ausgeglichen werden kann.

Dieser letzte Fall, der sich nach den Versuchen als der günstigere erweist, scheint in seiner Wirksamkeit eine Annäherung an die Tatarinoffsche Kurve zu bedeuten. Dadurch scheint sich die Abweichung für f/λ von dem Wert $f/\lambda = 0{,}285$ erklären zu lassen.

Fig. 8 zeigt bei $f/\lambda = 0{,}215$ noch ein zweites kleineres Maximum der Richtschärfe und Minimum der Rückenstrahlung. In diesem Falle überwiegen die durch die engere Kopplung bedingten größeren Amplituden in den Spiegeldrähten die größeren Phasenverschiebungen der von der Sendeantenne und von den verschiedenen Spiegelelementen ausgehenden Wellen.

Für einen Spiegeldraht fand Tatarinoff[18]) ein entsprechendes Optimum bei $f/\lambda = 0{,}20$, und zwar wird bei einem einzelnen Draht für diesen Wert die größte Verstärkung überhaupt erreicht.

Wenn im Fall der Parabel das zweite Optimum nicht bei $f/\lambda = 0{,}20$, sondern bei $f/\lambda = 0{,}215$ liegt, so kann man es vielleicht daraus erklären, daß die Wegdifferenzen $FP-FS$ (Fig. 9), ausgedrückt in Teilen der Wellenlänge, für größeres f/λ kleiner werden. Dadurch werden sich die Amplituden, die für dieses Optimum das ausschlaggebende Moment sind, mehr angleichen. Die Phasenbedingungen, die in diesem Fall für die ganze Parabel ungünstig sind, streben dabei gleichzeitig nach besseren Werten hin.

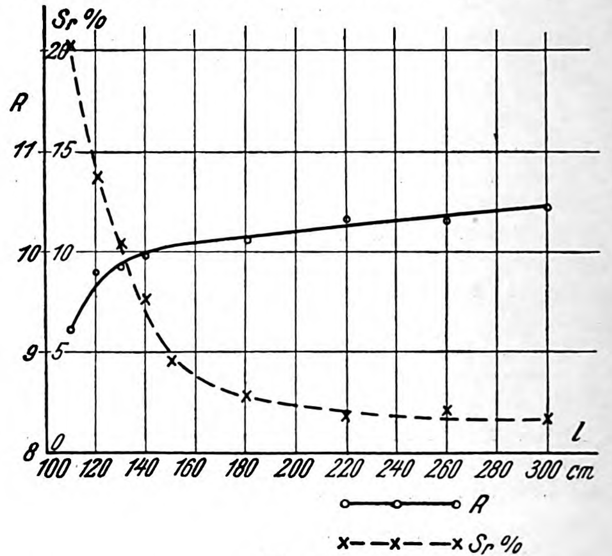


Fig. 10.
Abhängigkeit der Richtschärfe und Rückenstrahlung von der Länge der Reflektordrähte bei einem Abstand von 10 cm.

Praktisch kommt aber nur das erste Optimum in Frage. Mit diesem Wert von f/λ, im gegebenen Falle also mit einer Welle von $\lambda = 298$ cm wurde die Abhängigkeit der Richt-

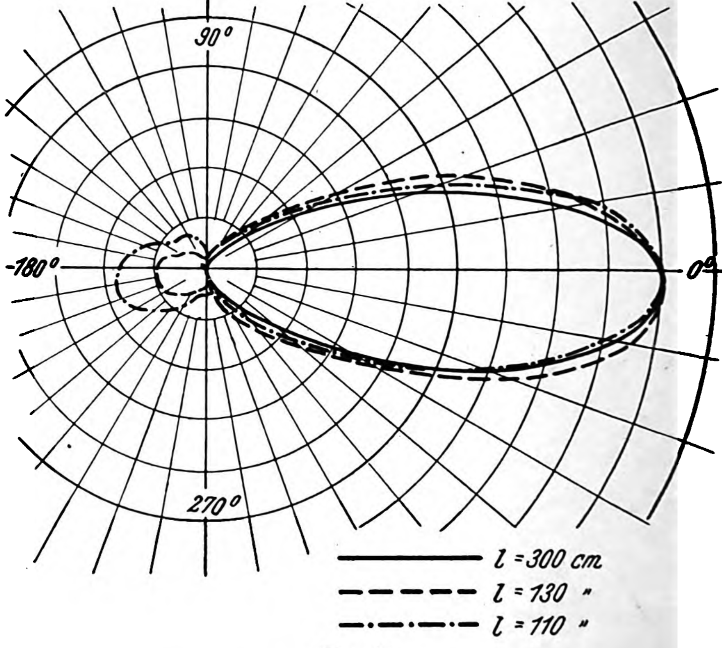


Fig. 11.
Strahlungsdiagramme des parabolischen Reflektors für verschiedene Drahtlängen bei einem Abstand von 10 cm.

wirkung und der Verstärkung von den Dimensionen des zylindrisch-parabolischen Reflektors untersucht.

2. Die Abhängigkeit der Richtwirkung von den Dimensionen des zylindrisch-parabolischen Reflektors.

A. Abhängigkeit von der Länge l der Reflektordrähte.

Die Abhängigkeit der Richtwirkung von der Drahtlänge l wird bei konstanter Oeffnung des Reflektors

[18]) Tatarinoff, a. a. O.



($w = 1{,}48\,\lambda$) bei einem Abstand der Spiegeldrähte von 10 und 40 cm untersucht. Entsprechend sind dabei 57 bzw. 15 Spiegeldrähte vorhanden.

Fig. 10 zeigt die Abhängigkeit der Richtschärfe und der Rückenstrahlung von l bei einem Drahtabstand $d = 10$ cm. Diese beiden Kurven zeigen entgegengesetzten Verlauf, d. h. die beste Richtschärfe fällt mit der geringsten

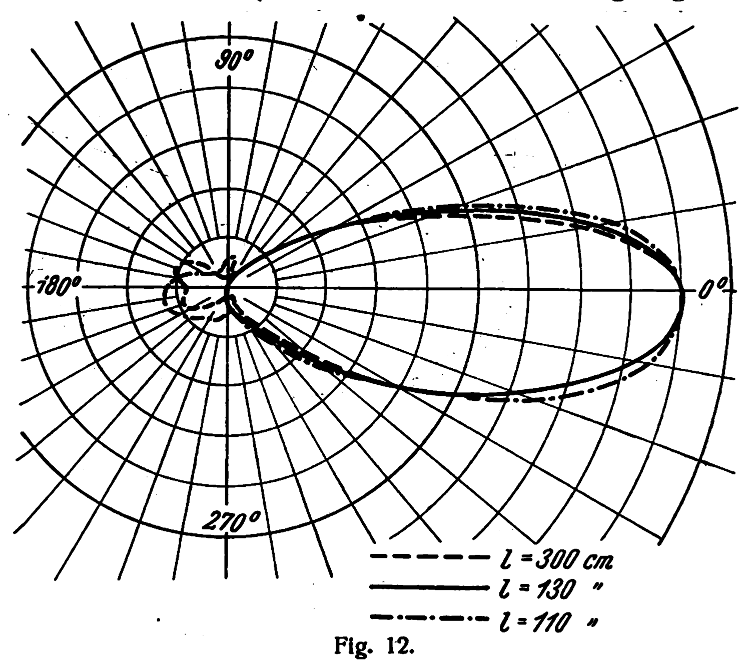


Fig. 12.
Strahlungsdiagramme des parabolischen Reflektors für verschiedene Drahtlängen bei einem Abstand von 40 cm.

Rückenstrahlung zusammen, und zwar wird die Richtwirkung als solche mit wachsendem l besser und allmählich nahezu konstant. Die nicht erhebliche Aenderung der

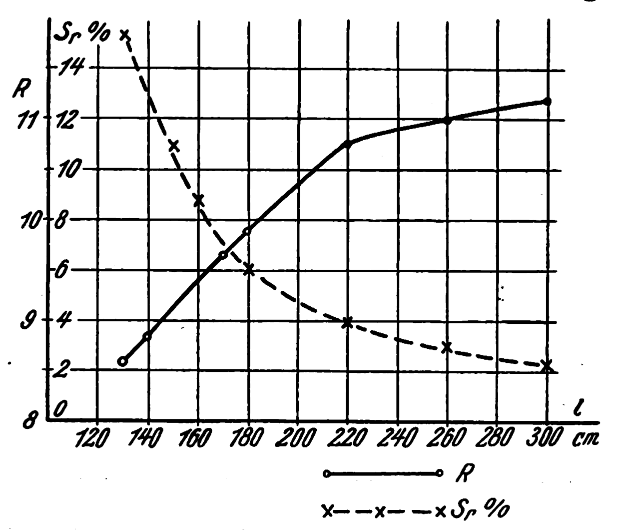


Fig. 13.
Abhängigkeit der Richtschärfe und Rückenstrahlung von der Länge der Reflektordrähte beim Sender ohne Antenne.

Richtschärfe und die größere Aenderung der Rückenstrahlung mit l kann man auch aus den Charakteristiken für verschiedene Werte von l bei $d = 10$ cm ablesen (Fig. 11).

Bei einem Drahtabstand von 40 cm ergibt sich, wie aus Tabelle 1 und Fig. 12 (Charakteristiken für verschiedene l) ersichtlich ist, ein Minimum der Rückenstrahlung und ein Optimum der Richtschärfe für eine Drahtlänge von $l = 130$ cm.

Tabelle 1.

l	R	S_r%
110	8,16	14,0
120	9,91	4,9
130	9,98	2,2
140	9,95	2,5
300	9,54	12,0

Hierbei liegt also das Optimum der Richtwirkung in der Abstimmung, und zwar ist für diese die Länge der Spiegeldrähte infolge ihrer gegenseitigen zusätzlichen Kapazität etwas kleiner als $\lambda/2$.

Der Unterschied der Richtwirkung in Abhängigkeit von l bei den Drahtabständen von 10 und 40 cm ist daraus zu erklären, daß für kleinere Drahtabstände ($d = 10$ cm) die Schwingungszustände der einzelnen Drähte infolge ihrer gegenseitigen Beeinflussung so geändert werden, daß in

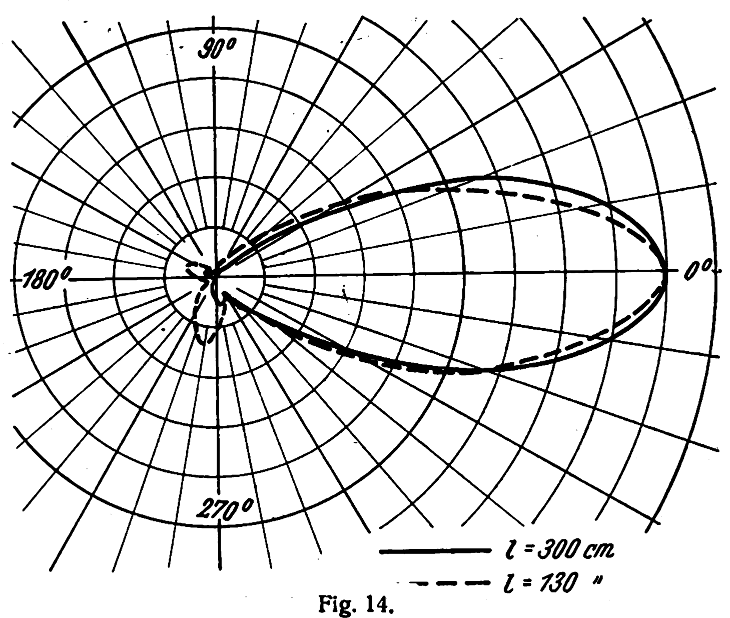


Fig. 14.
Strahlungsdiagramme des parabolischen Reflektors für verschiedene Drahtlängen beim Sender ohne Antenne.

der Abstimmung kein Optimum der Richtwirkung mehr eintritt.

Diese Möglichkeit eines Optimums besteht jedoch bei größerem Abstand ($d = 40$ cm), wo die Drähte frei, d. h. ohne von den Nachbardrähten wesentlich beeinflußt zu werden, schwingen können.

Auf Grund dieser Erscheinung kann man vermuten, daß ein Reflektor mit geringem Drahtabstand einem Vollspiegel nahe kommt, dessen Dimensionen bei guter Wirksamkeit möglichst groß sein müssen (also große Drahtlänge). Diese Annahme wird außerdem durch die Tatsache bestätigt, daß mit wachsender Drahtlänge die Richtschärfe besser, die Rückenstrahlung geringer und beide allmählich nahezu konstant werden.

Da bei kurzen Wellen der Sender ohne Antenne schon eine beträchtliche Strahlung aufweist, wird auch die Wirkung des Reflektors in Verbindung mit dem Sender allein bei einem Drahtabstand von $d = 10$ cm betrachtet. Die Kurven der Fig. 13 (R und S_r%) zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die entsprechenden Kurven für den Sender mit Antenne. Die Richtschärfe steht den dabei erreichten Werten nicht nach. Die Rückenstrahlung ist für eine be-

stimmte Drahtlänge immer etwas größer als in dem früher betrachteten Fall. Die Charakteristiken (Fig. 14) haben anstelle des einen Maximums für den Fall des Senders mit Antenne in dem Winkelbereich von 90 bis 270° jetzt zwei Maxima, die mit wachsender Drahtlänge kleiner werden.

B. Abhängigkeit vom Drahtabstand *d*.

Die Abhängigkeit der Richtwirkung vom Drahtabstand wird bei konstanter Oeffnung ($w = 1{,}48\lambda$) und einer Drahtlänge $l = 300$ cm, bei der eine der günstigsten Charakteristiken erzielt wurde, betrachtet.

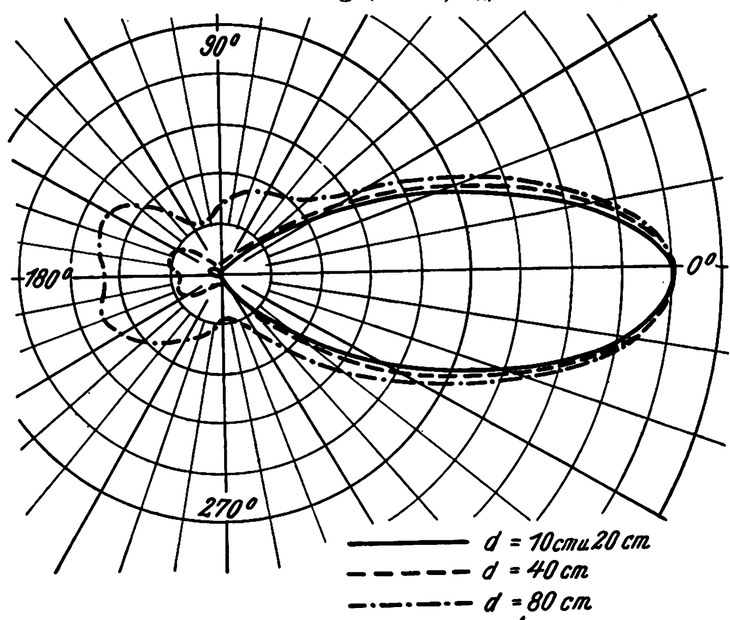


Fig. 15.
Strahlungsdiagramme des parabolischen Reflektors bei verschiedenem Abstand der Reflektordrähte und einer Länge von $l = 300$ cm.

Fig. 15 zeigt die Strahlungsdiagramme des Reflektors bei Drahtabständen von 10, 20, 40 und 80 cm. Die Anzahl der Drähte beträgt für diese Abstände 57, 29, 15 und 9. Die Diagramme für die Abstände $d = 10$ und $d = 20$ cm fallen nahezu zusammen, das größere Horn für die Rückenstrahlung gilt für $d = 20$ cm.

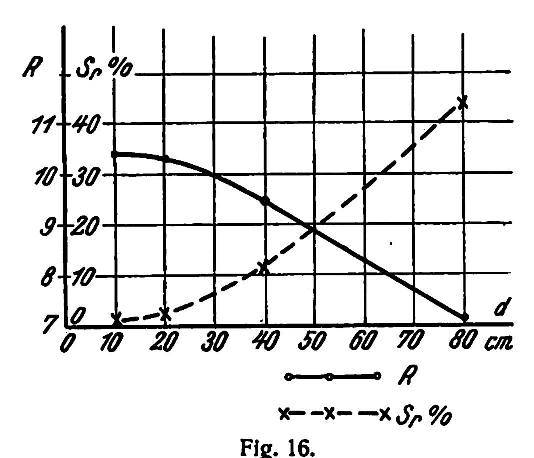


Fig. 16.
Abhängigkeit der Richtschärfe und Rückenstrahlung vom Abstand der Reflektordrähte.

Das Umbiegen der Kurven der Fig. 16 für die Richtschärfe und Rückenstrahlung in Abhängigkeit von *d* mit kleiner werdendem Abstand deutet darauf hin, daß man sich einem Grenzwert nähert, d. h. daß ein Reflektor mit großer Drahtlänge und kleinem Drahtabstand in seiner Wirkungsweise einem Vollspiegel ähnlich wird.

C. Abhängigkeit von der Oeffnung *w*.

Bei der gleichen Drahtlänge $l = 300$ cm und einem Drahtabstand $d = 10$ cm wird die Abhängigkeit der Richtwirkung von der Oeffnung untersucht. Sie wird dadurch geändert, daß an den Aesten der Parabel jedesmal eine bestimmte Anzahl von Drähten entfernt wird.

Die Charakteristiken bei verschiedenen Oeffnungen (Fig. 17) zeigen, daß sich die Rückenstrahlung nicht merklich ändert, während die Diagramme mit kleinerer Oeffnung breiter werden. Diese Abnahme der Richtschärfe mit kleiner werdender Oeffnung kann man auch deutlich aus der Fig. 18 erkennen.

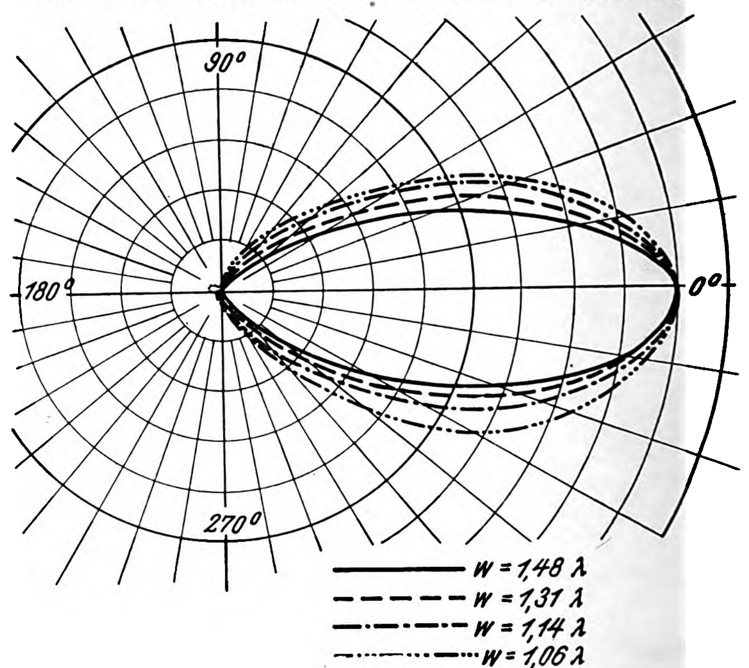


Fig. 17.
Strahlungsdiagramme des parabolischen Reflektors bei verschiedener Öffnung.

3. Die Abhängigkeit der Verstärkung von den Dimensionen des zylindrisch-parabolischen Reflektors.

A. Abhängigkeit von der Drahtlänge *l*.

Die Verstärkung wird bei konstanter Oeffnung ($w = 1{,}48\ \lambda$) und Drahtabständen von $d = 10$ cm und $d = 40$ cm gemessen. Fig. 19 stellt die Abhängigkeit der Verstärkung von *l* bei beiden Abständen dar. Hierbei liegt ein Maximum der Verstärkung in der Abstimmung ($l \smile \lambda/2$). Das Maximum für $d = 40$ cm ist dabei größer als das für $d = 10$ cm. Ebenso wächst η mit *l* bei $d = 40$ cm stärker als bei $d = 10$ cm. Die Ursache hierfür liegt in der schon

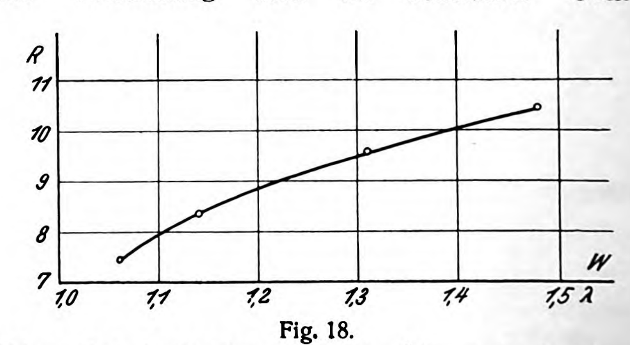


Fig. 18.
Abhängigkeit der Richtschärfe von der Öffnung des Reflektors.

früher erwähnten Aenderung des Schwingungszustandes infolge der gegenseitigen Beeinflussung der Spiegeldrähte bei kleinerem Abstand.

Bei $d = 10$ cm wächst die Verstärkung dann wieder mit größerer Drahtlänge bis zu einem bestimmten Wert, der mit weiterem Anwachsen der Drahtlänge konstant bleibt und das Maximum in der Abstimmung um 34% übersteigt. Hierdurch wird wieder die Vermutung bestätigt, daß ein Gitterspiegel mit genügend langen Drähten angenähert wie ein Vollspiegel wirkt.

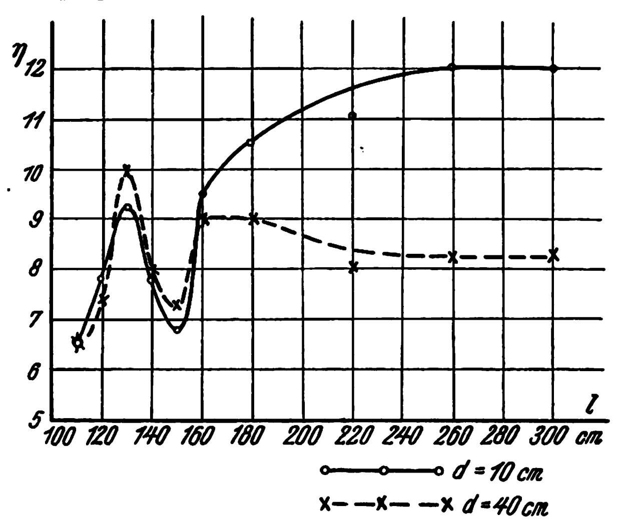


Fig. 19.
Abhängigkeit der Verstärkung von der Länge der Reflektordrähte bei verschiedenem Abstand.

Von den Maximis der Verstärkung bei $d = 40$ cm liegt das größte in der Abstimmung. Dieses ist um 20% kleiner als die größte Verstärkung bei $d = 10$ cm.

Der Verstärkungsfaktor ist im besten Falle 12, d. h. der Sender liefert in Verbindung mit dem Reflektor die 12fache Energie des Senders ohne Reflektor.

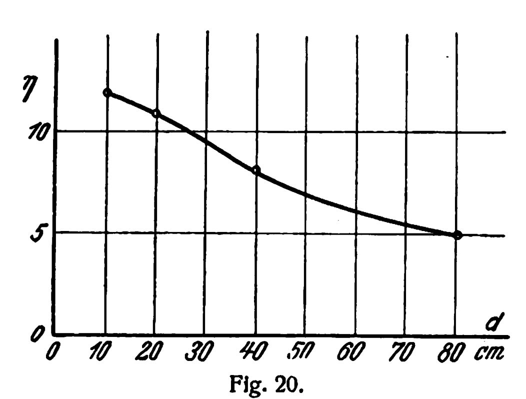


Fig. 20.
Abhängigkeit der Verstärkung vom Abstand der Reflektordrähte.

B. Abhängigkeit vom Drahtabstand d.

Diese wird für den größten Wert der Verstärkung, der bei $l = 300$ cm liegt, bei konstanter Oeffnung ($w = 1{,}48\,\lambda$) untersucht. In der Fig. 20, die diese Abhängigkeit darstellt, kann man ebenso wie bei den Kurven für die Richtwirkung das charakteristische Umbiegen mit kleiner werdendem Abstand d erkennen.

C. Abhängigkeit von der Oeffnung w.

Fig. 21. zeigt die Abhängigkeit der Verstärkung von der Oeffnung bei einer Drahtlänge $l = 300$ cm und einem Abstand $d = 10$ cm. Aus dem Umbiegen und allmählichen Konstantwerden der Verstärkungskurve mit wachsender Oeffnung geht hervor, daß es keinen Vorteil bringt, die Oeffnung über $1{,}5\,\lambda$ zu steigern.

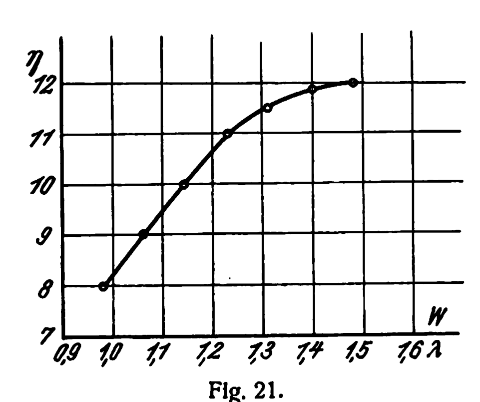


Fig. 21.
Abhängigkeit der Verstärkung von der Öffnung des Reflektors.

4. Zusammenfassung des IV. Teiles.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß man einen zylindrisch-parabolischen Reflektor unter zwei Gesichtspunkten anwenden kann.

1. Man kann die Drahtlänge möglichst groß ($l \sim \lambda$) und den Drahtabstand möglichst gering ($d \sim \lambda/30$) wählen. In diesem Fall kommt der Reflektor in seiner Wirksamkeit höchstwahrscheinlich einem solchen aus Vollmetall nahe.

2. Man kann die Drähte des Reflektors abstimmen ($l < \lambda/_2$), wobei man den Abstand nicht zu klein wählen darf ($d \sim \lambda/_8$), damit die störende Beeinflussung durch die Nachbardrähte möglichst gering gehalten wird.

In beiden Fällen fällt das Maximum der Verstärkung mit dem Optimum der Richtschärfe und dem Minimum der Rückenstrahlung zusammen.

Man kann diese beiden für die Anwendung geeigneten Typen als unabgestimmten und abgestimmten Reflektor bezeichnen. Die für die Güte der Wirkungsweise beider Typen maßgebenden Werte sind folgende:

Tabelle 2.

	Unabgestimmter Reflektor	Abgestimmter Reflektor
Richtschärfe R	10,44	9,98
Rückenstrahlung S_r%	1,68	2,2
Verstärkung η	12	10

Bei einer Welle von $\lambda = 298$ cm sind also diese Werte einige Prozente besser für den unabgestimmten Reflektor. Man wird trotzdem für die praktische Anwendung den abgestimmten Reflektor bevorzugen, weil dessen Dimensionen (die Höhe) wesentlich kleiner werden und dadurch das ganze System handlicher wird.

Die Oeffnung braucht man nicht über $1{,}5\,\lambda$ zu steigern, wie aus den Kurven für die Verstärkung und Richtschärfe in Abhängigkeit von der Oeffnung hervorgeht.

V. Der ebene Reflektor.

1. Bestimmung des optimalen Verhältnisses von f/λ.

Unter „ebener Reflektor" soll ein Gebilde verstanden werden, das aus vertikalen Drähten besteht, die sich in einer Ebene befinden. Vor diesem Reflektor wird in ge-



wisser Entfernung eine vertikale Sendeantenne aufgestellt. Die Wirkungsweise ist im Prinzip dieselbe wie beim parabolischen Reflektor. Unter der Oeffnung des ebenen Reflektors hat man nach der Definition seine Länge zu verstehen.

Als günstigster Abstand der Sendeantenne vom Reflektor wurde von Tatarinoff[19]) $f = 0{,}20\,\lambda$ gefunden. Für diesen Abstand erzielt man mit dem ebenen Reflektor die größte Verstärkung. Diese Angabe wurde nachgeprüft und dabei gleichzeitig festgestellt, daß auch die Richtwirkung für diesen Abstand die beste ist.

Die Versuche mit dem ebenen Reflektor wurden deshalb bei einem Abstand Sendeantenne—Reflektor von $f = 0{,}20\,\lambda$ durchgeführt, und zwar wieder bei einer Welle von $\lambda = 298$ cm.

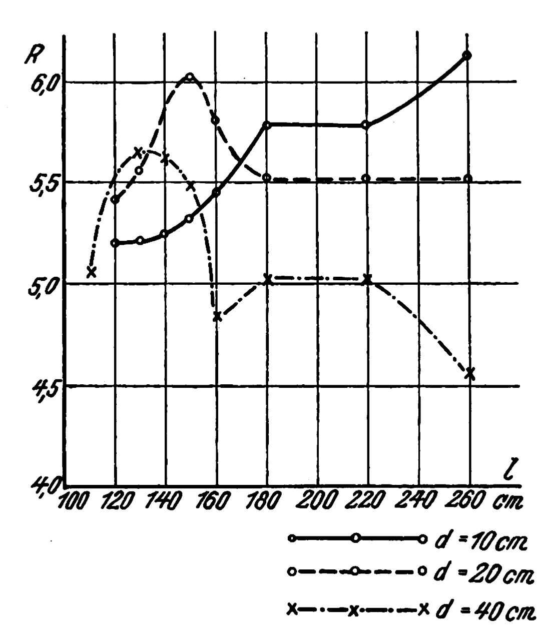


Fig. 22.
Abhängigkeit der Richtschärfe von der Länge der Reflektordrähte bei verschiedenem Abstand.

2. Die Abhängigkeit der Richtwirkung von den Dimensionen des ebenen Reflektors.

A. Abhängigkeit von der Drahtlänge l bei verschiedenem Drahtabstand d.

Die Richtwirkung wird bei Drahtabständen von 10, 20 und 40 cm bei konstanter Oeffnung ($w = 1{,}33\,\lambda$) untersucht, wobei für jeden Drahtabstand die Drahtlänge l variiert wird. Der Reflektor besteht je nach den Drahtabständen aus 41, 21 und 11 Drähten. Fig. 22 zeigt die Abhängigkeit der Richtschärfe von der Drahtlänge für die drei bestimmten Drahtabstände.

1. Für $d = 10$ cm wird die Richtschärfe besser mit wachsendem l.

2. Für $d = 20$ cm tritt ein Optimum der Richtschärfe bei $l = 150$ cm ein. Dieses Optimum liegt nicht in der Abstimmung, die sich — wie sich später bei der Verstärkung erkennen läßt — ebenso wie beim parabolischen Reflektor ungefähr bei $l = 130$ cm befindet.

3. Für $d = 40$ cm liegt das Optimum bei $l = 130$ cm, also in der Abstimmung. Nach beiden Seiten hin wird die Richtschärfe wesentlich schlechter. Es tritt noch ein Minimum bei $l = 160$ cm auf, das später erklärt werden soll.

[19]) Tatarinoff, a. a. O.

In der Fig. 22 kann man auf Parallelen zur Ordinatenachse gleichzeitig die Abhängigkeit der Richtschärfe vom Drahtabstand bei den verschiedenen Drahtlängen ablesen. Je nach der Drahtlänge ist die Richtschärfe für 40, 20 oder

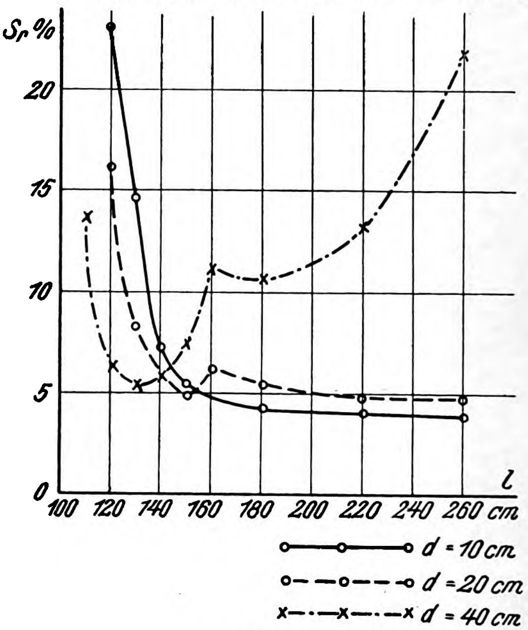


Fig. 23.
Abhängigkeit der Rückenstrahlung von der Länge der Reflektordrähte bei verschiedenem Abstand.

10 cm Drahtabstand besser. Den absolut besten Wert mit 6,13 erreicht sie für $d = 10$ cm und $l = 260$ cm. In der Abstimmung liegt der beste Wert mit 5,65 bei $d = 40$ cm, er ist also um 7% schlechter als der beste Wert überhaupt.

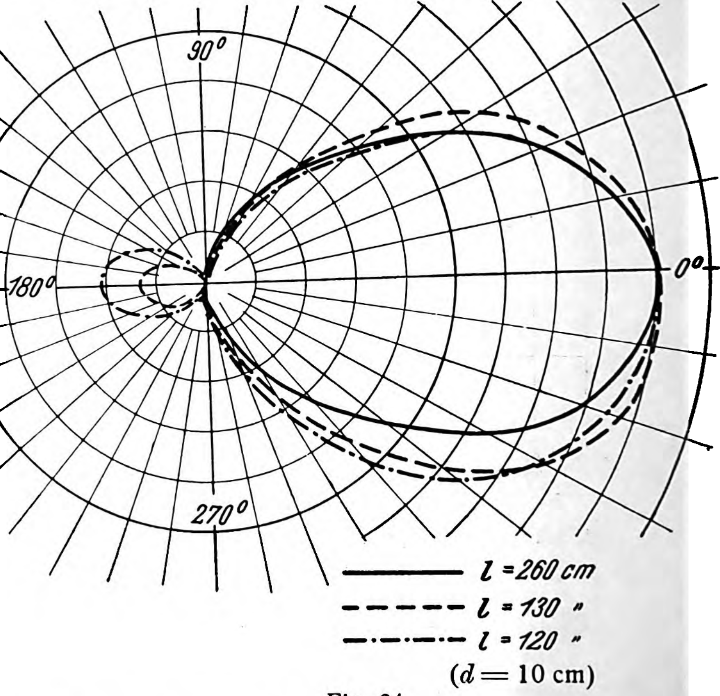


Fig. 24.
Strahlungsdiagramme des unabgestimmten ebenen Reflektors für verschiedene Drahtlängen.

Die Kurven der Fig. 23, die die Abhängigkeit der Rückenstrahlung für die gleichen Fälle wiedergeben, lassen folgendes erkennen:

1. Für $d = 10$ cm Abnahme der Rückenstrahlung mit wachsendem l.

2. Für $d = 20$ cm Auftreten des Minimums bei $l = 150$ cm.

3. Für $d = 40$ cm deutlich ausgeprägtes Minimum in der Abstimmung bei $l = 130$ cm, Maximum bei

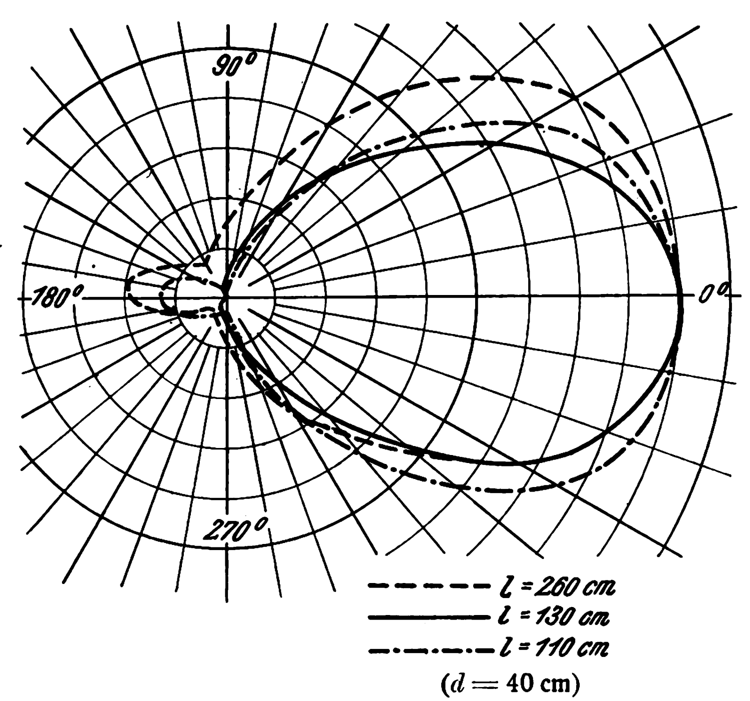


Fig. 25.
Strahlungsdiagramme des abgestimmten ebenen Reflektors für verschiedene Drahtlängen.

$l = 160$ cm und ein starkes Anwachsen der Rückenstrahlung nach beiden Seiten des Minimums hin.

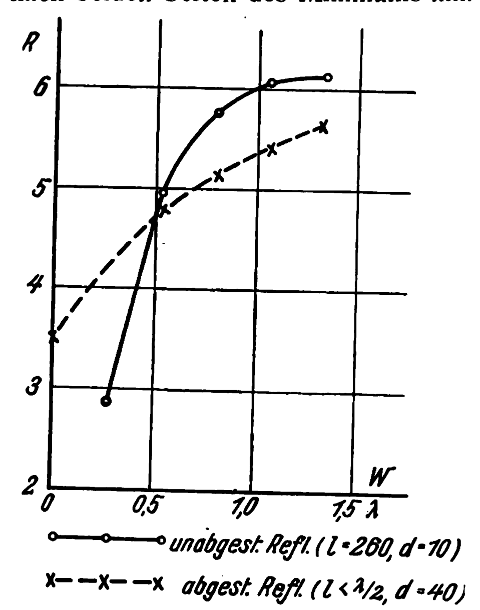


Fig. 26.
Abhängigkeit der Richtschärfe des unabgestimmten und abgestimmten Reflektors von ihrer Oeffnung.

Die Abhängigkeit der Rückenstrahlung vom Drahtabstand für die verschiedenen Drahtlängen kann man ebenso wie bei der Richtschärfe aus der Fig. 23 entnehmen. Je nach der Drahtlänge liefert wieder ein bestimmter Drahtabstand den günstigsten Wert der Rückenstrahlung. Die besten Werte für die verschiedenen Drahtabstände unterscheiden sich nicht wesentlich voneinander.

In Fig. 24 und 25 sind die Charakteristiken für $d = 10$ cm und $d = 40$ cm für verschiedene Werte von l zusammengestellt.

Die Betrachtung dieser Diagramme und der vorhergehenden Figuren zeigt, daß man auch beim ebenen Reflektor zwei Typen unterscheiden muß:

1. den unabgestimmten Reflektor,
2. den abgestimmten Reflektor.

Zu 1: Der unabgestimmte Reflektor wirkt am günstigsten bei großer Drahtlänge ($l \sim \lambda$) und kleinem Drahtabstand ($d \sim \lambda/_{30}$). Die Abstimmung ist infolge der durch den geringen Drahtabstand bedingten großen störenden gegenseitigen Beeinflussung der Drähte gar nicht ausgeprägt, wie aus den letzten Figuren hervorgeht.

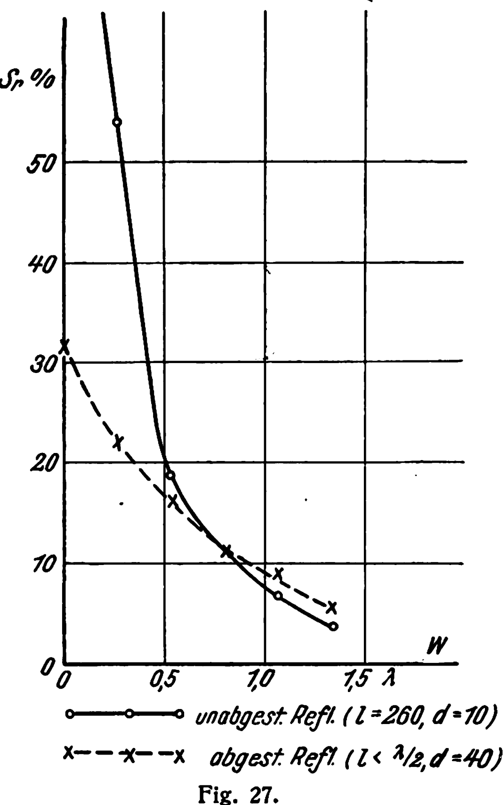


Fig. 27.
Abhängigkeit der Rückenstrahlung des unabgestimmten und abgestimmten Reflektors von ihrer Oeffnung.

Zu 2: Beim abgestimmten Reflektor ist die Drahtlänge infolge der zusätzlichen gegenseitigen Kapazität der Drähte etwas kleiner als $\lambda/_2$. Der Drahtabstand darf nicht zu klein werden ($d \sim \lambda/_8$), um die gegenseitige Beeinflussung der Drähte gering zu halten.

Die Kurven für $d = 20$ cm zeigen deutlich den Uebergang der beiden Typen ineinander, vor allem die Ausbildung des Maximums der Richtschärfe und des Minimums der Rückenstrahlung.

B. Abhängigkeit von der Oeffnung w.

Die Abhängigkeit der Richtwirkung von der Oeffnung wird für den unabgestimmten ($l = 260$ cm, $d = 10$ cm) und den abgestimmten ($l < \lambda/_2$, $d = 40$ cm) Reflektortyp untersucht.

Den Zusammenhang der Oeffnung mit der Drahtzahl gibt folgende Tabelle wieder:

Tabelle 3.

Öffnung w	Drahtzahl n	
	unabgestimmter Reflektor	abgestimmter Reflektor
1,33	41	11
1,07	33	9
0,80	25	7
0,53	17	5
0,27	9	3
0,00	1	1

Für die Richtschärfe ist nach Fig. 26 bei größerer Oeffnung der unabgestimmte Reflektor etwas günstiger als der abgestimmte. Die Kurven überschneiden sich ungefähr bei $w = 0{,}5\,\lambda$. Von dieser Oeffnung ab ist der abgestimmte Reflektor besser, die Richtschärfe des unabgestimmten nimmt sehr stark ab. Dieses Verhalten ist ganz erklärlich,

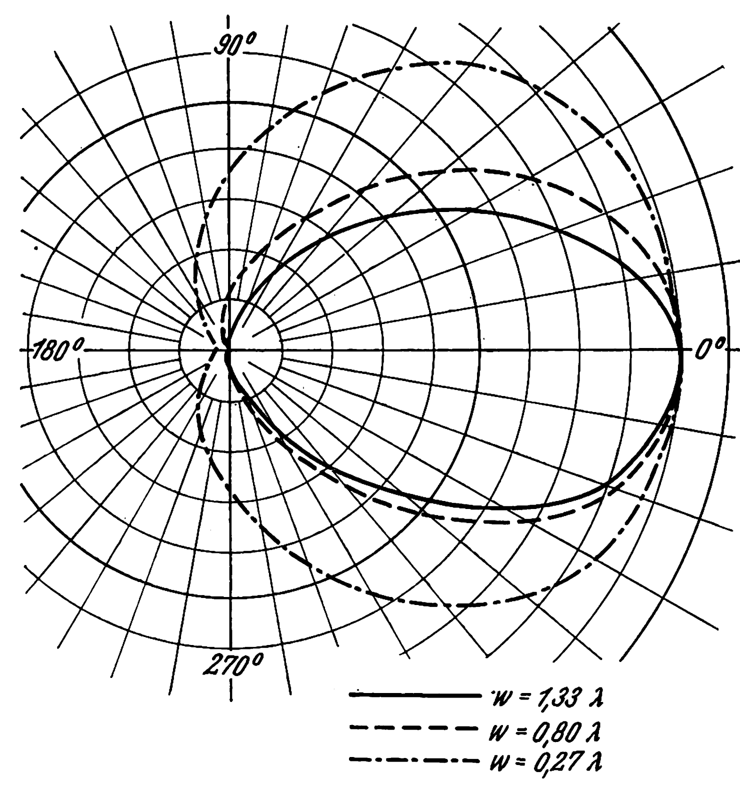


Fig. 28.
Strahlungsdiagramme des unabgestimmten ebenen Reflektors bei verschiedener Öffnung.

denn für eine geringere Oeffnung müssen abgestimmte Drähte eine bessere Wirksamkeit zeigen, wenn ihre Drahtzahl auch wesentlich geringer ist als die der unabgestimmten.

Die Kurven der Rückenstrahlung (Fig. 27) zeigen einen ähnlichen entgegengesetzten Verlauf. Es tritt auch hier wieder bei kleinerer Oeffnung das charakteristische Ueberschneiden der Kurven ein.

Die Aenderung der Charakteristiken mit der Oeffnung erkennt man am besten aus den Fig. 28 und 29, die die Strahlungsdiagramme des unabgestimmten und des abgestimmten Reflektors für verschiedene Oeffnungen darstellen.

3. Die Abhängigkeit der Verstärkung von den Dimensionen des ebenen Reflektors.

A. Abhängigkeit von der Drahtlänge l bei verschiedenem Drahtabstand d.

Wie bei der Richtwirkung wird diese Abhängigkeit bei Drahtabständen von 10, 20 und 40 cm untersucht. Fig. 30

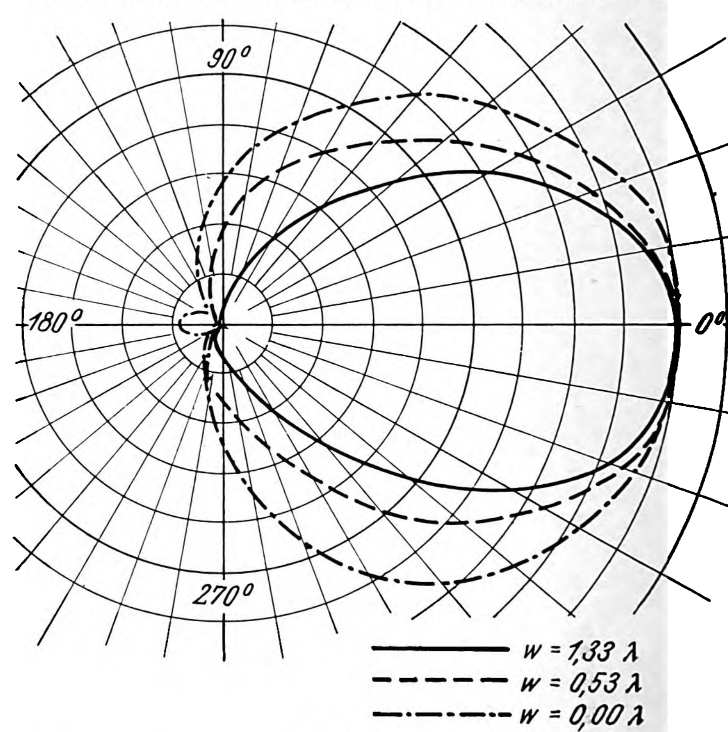


Fig. 29.
Strahlungsdiagramme des abgestimmten ebenen Reflektors bei verschiedener Öffnung.

zeigt das Ergebnis. Die Kurven haben einen ähnlichen Verlauf wie beim parabolischen Reflektor. Bei Drahtabständen

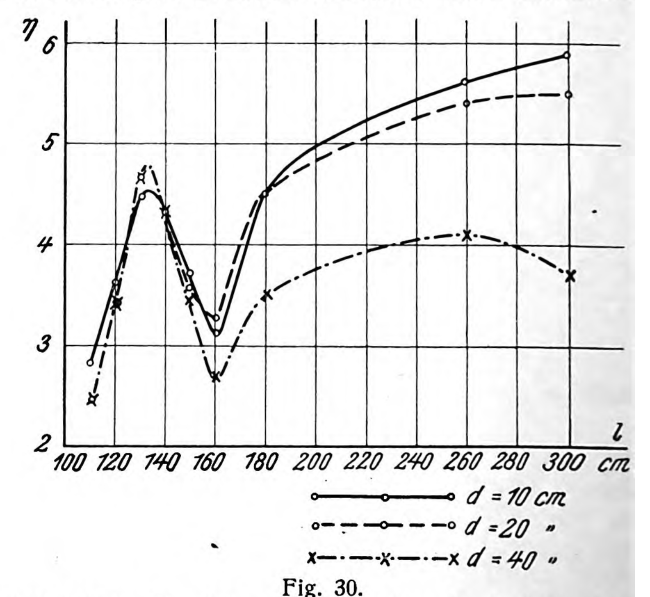


Fig. 30.
Abhängigkeit der Verstärkung von der Länge der Reflektordrähte bei verschiedenem Abstand.

von 10 und 20 cm liegt das Maximum bei größerem l höher als das Maximum in der Abstimmung, während bei $d = 40$ cm das Maximum in der Abstimmung das größte ist. Es wird von dem Maximum für $d = 10$ cm und $l = 300$ cm um 25% überstiegen. Die maximale Verstärkung

ist bei gleicher Oeffnung ungefähr halb so groß wie bei dem parabolischen Reflektor.

Das bei $d = 40$ cm und $l = 160$ cm auftretende Minimum der Richtschärfe und Maximum der Rückenstrahlung fällt mit dem Minimum der Verstärkung bei $l = 160$ cm zusammen. Man erkennt daraus und aus dem sonstigen Verlauf der Kurven für $d = 40$ cm, wie sie in Fig. 31 zu-

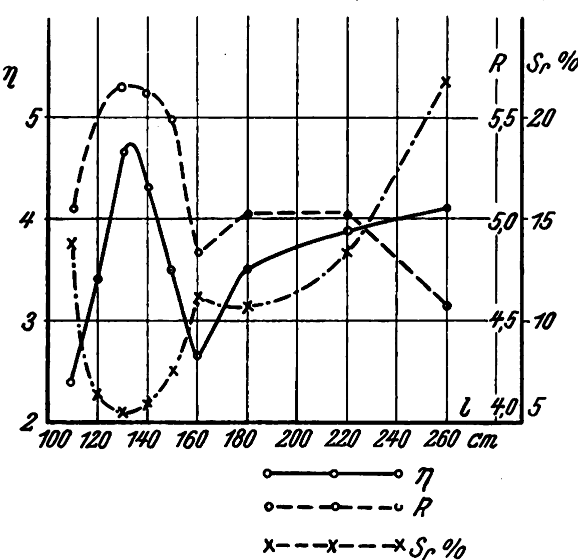


Fig. 31.
Verstärkung, Richtschärfe und Rückenstrahlung als Funktion der Drahtlänge des abgestimmten ebenen Reflektors.

sammengestellt sind, daß beim abgestimmten Reflektor ein enger Zusammenhang zwischen Verstärkung, Richtschärfe und Rückenstrahlung besteht. Jedesmal, wenn die Verstärkung am größten wird, wird die Richtschärfe am

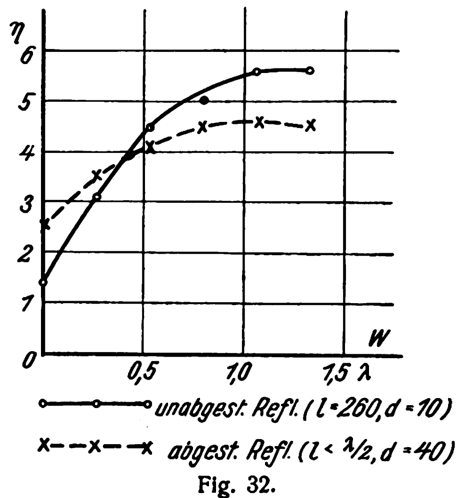


Fig. 32.
Abhängigkeit der Verstärkung des unabgestimmten und abgestimmten Reflektors von ihrer Öffnung.

besten und die Rückenstrahlung am kleinsten und umgekehrt.

Im übrigen ergänzen die Werte für die Verstärkung das bei der Richtwirkung Gesagte. Verstärkung und Richtwirkung haben also für den abgestimmten Reflektor ($d \sim \lambda/_8$) ihre günstigsten Werte in der Abstimmung, für den unabgestimmten Reflektor ($d \sim \lambda/_{30}$) bei großen Drahtlängen ($l \sim \lambda$). Letzteres wird allgemein für jede Form eines Reflektors gelten.

B. Abhängigkeit von der Oeffnung w.

Fig. 32 zeigt die Verstärkung für beide Reflektortypen als Funktion der Oeffnung. Es tritt auch hierbei wie bei den Kurven für die Richtwirkung das charakteristische Ueberschneiden auf, das schon früher erklärt wurde.

4. Zusammenfassung des V. Teiles.

Prinzipiell sind die Abhängigkeiten der Richtwirkung und der Verstärkung von den Dimensionen des ebenen Reflektors die gleichen wie beim parabolischen.

Man hat auch hier zwei Anwendungsmöglichkeiten zu unterscheiden: den unabgestimmten und den abgestimmten Reflektor.

Die für die Güte der Wirkungsweise beider Typen maßgebenden Werte sind dabei folgende:

Tabelle 4.

	Unabgestimmter Reflektor	Abgestimmter Reflektor
Richtschärfe R	6,13	5,65
Rückenstrahlung S_r%	3,8	5,4
Verstärkung η	5,9	4,7

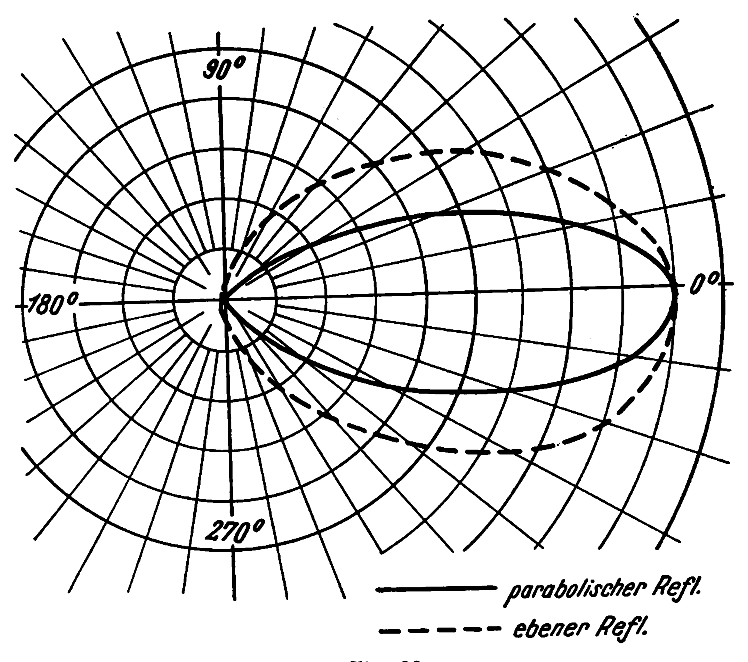


Fig. 33.
Vergleich der Richtwirkung des parabolischen und ebenen Reflektors

Bei einer Welle von $\lambda = 298$ cm sind auch hier die Werte für den unabgestimmten Reflektor einige Prozente besser als für den abgestimmten. Für die praktische Anwendung gilt dasselbe wie beim parabolischen Reflektor.

Die Oeffnung braucht man für beide Typen nicht über $w = 1{,}5\,\lambda$ zu steigern, wie aus den entsprechenden Kurven hervorgeht.

Ein Reflektor mit einem Drahtabstand von $d = 20$ cm zeigt den deutlichen Uebergang vom unabgestimmten zum abgestimmten Reflektor.

In Fig. 33 sind zum Vergleich die Charakteristiken des ebenen und parabolischen Reflektors für den unabgestimmten Typ zusammengestellt.

VI. Zusammenfassung.

Die Wirkungsweise des zylindrisch-parabolischen und ebenen Reflektors in Abhängigkeit von deren Dimensionen wurde experimentell untersucht.

Als günstigster Wert ergibt sich beim parabolischen Reflektor für das Verhältnis der Brennweite zur Wellenlänge $f/\lambda = 0{,}27$, beim ebenen Reflektor für das Verhältnis des Abstandes der Sendeantenne vom Reflektor zur Wellenlänge $f/\lambda = 0{,}20$. Die Abhängigkeiten von den übrigen Dimensionen sind für beide Reflektorarten qualitativ die gleichen.

Für eine zweckmäßige Anwendung ergeben sich zwei verschiedene Typen: der abgestimmte und der unabgestimmte Reflektor.

Bei der benutzten Wellenlänge von $\lambda = 298$ cm sind für den abgestimmten Reflektor ($l < \lambda/_2$, $d \sim \lambda/_8$), die für die Güte der Wirkungsweise maßgebenden Werte (Richtschärfe, Rückenstrahlung und Verstärkung) einige Prozente schlechter als für den unabgestimmten ($l \sim \lambda$, $d \sim \lambda/_{30}$). Die Oeffnung braucht man für beide Typen nicht über $1{,}5\,\lambda$ zu steigern.

Der Vorteil des abgestimmten Reflektors liegt in seiner günstigeren Dimensionierung (geringe Höhe), der des unabgestimmten in dem Fortfallen der Abstimmung.

Im übrigen wird man einen parabolischen Reflektor wegen seiner erheblich größeren Verstärkung und Richtwirkung einem ebenen immer vorzuziehen haben.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß die bei den Messungen erzielten Resultate z. T. auch in größerer Entfernung auf dem Fuchsturm (4 km) und auf der Leuchtenburg (18 km) qualitativ nachgeprüft wurden und Uebereinstimmung mit den quantitativen Messungen zeigten.

Die Arbeit wurde im Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. Esau, für die Anregung zu der Arbeit und das stete Interesse, das er während ihrer Ausführung bekundete, meinen ergebensten Dank auszusprechen.

Desgleichen danke ich Herrn Professor Dr. Berger für die freundliche Ueberlassung eines Raumes in der Psychiatrischen Klinik zur Aufstellung der Empfangsgeräte.

(Eingegangen am 1. März 1928.)

Die Fernlenkversuche der Reichsmarine in den Jahren 1916/1918.

Von **H. W. Birnbaum,** Kabelwerk Duisburg.

(Mitteilung aus dem früheren Laboratorium der Versuchsabteilung für Nachrichtenmittel der Inspektion des Torpedowesens, Kiel.)

Inhaltsübersicht.

Vorbemerkung.
A. Die Arbeiten der Verkehrstechnischen Prüfungskommission.
Die Systeme.
Die F. T.-technischen Probleme bei der Fernlenkung.
Relais.
Störungsmöglichkeit.
Versuche der Verkehrstechnischen Prüfungskommission.
Versuche mit dem Fernrelais (Hausneindorf, Herbst 1914).
F. L.-Versuche an Booten von einer Landstation aus (Müggelsee, Winter 1914/15).
Fernlenkversuche an Booten vom Flugzeug aus (Travemünde, Frühjahr 1915).
B. Die Versuche der Inspektion des Torpedowesens.
Das Siemenssche System der indirekten Steuerung mit Kabel.
Die direkte drahtlose Steuerung ohne Kabel.
Die Wahl des mechanischen Systems.
Die F. T.-technischen Aufgaben bei der direkten Steuerung.
Vorversuche.
Tonkreis.
Störungen.
Die Sendeanlage im Flugzeug.
Die Richtwirkung der Sendeantenne.
Reichweite und Störungsfreiheit der F. L.-Boote.
Störungsmöglichkeiten durch fremde Sender.
Zusammenfassung.

Vorbemerkung: Aus besonderen Gründen mußte bisher die Veröffentlichung der folgenden, im Mai 1919 abgeschlossenen Arbeit unterbleiben. Sie ist nunmehr freigegeben. Obgleich in vielen Einzelheiten der damalige Stand der drahtlosen Technik durch die moderne Entwicklung überholt ist, erscheint doch die Veröffentlichung schon aus historischem Interesse gegeben.

Je kostspieliger und gewaltiger im Laufe der Entwicklung die artilleristischen Mittel wurden, die zur Niederkämpfung des Feindes dienten, desto größer wurde das Bestreben, die Treffsicherheit zu erhöhen. Der Gedanke, den Gang eines Geschosses durch elektrische Wellen zu beeinflussen und es an den Zielpunkt zu dirigieren, tauchte eigentlich zugleich mit der Entdeckung der drahtlosen Telegraphie auf.

Die zahlreichen Systeme, in denen oft wertvolle Erfinderarbeit ruhte, scheiterten indeß meistens an dem Fehlen eines zuverlässig arbeitenden drahtlosen Relais, durch welches die mechanischen Bewegungen ausgelöst wurden. Die ersten Erfinder, z. B. Wirth-Nürnberg, arbeiteten meistens mit Fritter. Damit war man von vornherein zur Erfolglosigkeit verurteilt, denn der Fritter ist so unzuverlässig, daß auf ihn eine kriegsbrauchbare Waffe nicht begründet werden kann.

Diesem Umstand ist es auch zuzuschreiben, daß man in Deutschland verhältnismäßig spät von amtlicher Stelle aus an das Problem der drahtlosen Fernlenkung (F. L.) herantrat; denn die bis zum Kriege vorliegenden Ergebnisse zeigten, daß man bei der Entwicklung der F. L.-Apparate wenig über den Charakter bloßer Demonstrationsapparate hinausgekommen war.

Im folgenden soll kurz auf die historische Entwicklung der F. L. eingegangen werden, soweit sie vom Standpunkt der drahtlosen Telegraphie aus interessiert.



A) Die Arbeiten der Verkehrstechnischen Prüfungs-Kommission.

Als erste Behörde befaßte sich die Verkehrstechnische Prüfungskommission in Schöneberg mit der Frage, inwieweit der Stand der Technik es gestatte, die vorliegenden Erfindungen für die Kriegstechnik zu verwerten. — Da die Versuche der Verkehrstechnischen Prüfungskommission für die Entwicklung der F. L.-Waffe bei der Marine von grundlegender Bedeutung sind, soll auch hier kurz auf die dort ausgeführten Arbeiten eingegangen werden.

Die Systeme.

Der Verkehrstechnischen Prüfungskommission lag schon vor dem Kriege außer der Erfindung von Christoph Wirth-Nürnberg, der ja als erster in Deutschland ein drahtloses System der Fernsteuerung vorgeführt hatte, das Röver-Mauracher sche System der Firma Ernst Röver-Hausneindorf (Harz) zur Fernsteuerung von Lufttorpedos vor. Diese Erfindung befaßte sich mit der Aufgabe, ein unbemanntes Flugzeug oder Luftschiff von einer festen oder beweglichen Zielstelle aus mit elektrischen Wellen zu lenken.

Weiter hatte die Firma Siemens & Halske schon seit mehreren Jahren vor dem Kriege Versuche mit Fernlenkbooten im Gange, die allerdings zunächst nicht drahtlos gesteuert wurden: Von einer Zielstelle an Land oder an Bord eines „Mutterschiffes" soll ein unbemanntes Schnellboot mit Sprengladung auf ein Ziel gesteuert werden, die Befehle werden dem Boot durch ein Kabel übermittelt, das sich während der Fahrt aus dem Boot ins Wasser abwickelt und Zielstelle und Boot miteinander verbindet. Dieses System wurde später dahin erweitert,

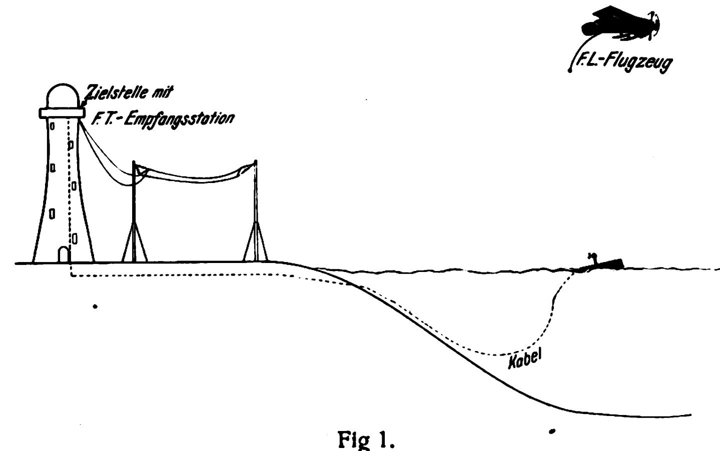


Fig 1.

daß man die Befehle auch von einem Flugzeuge oder Luftschiffe auf drahtlosem Wege an die Zielstelle abgeben konnte; dort befand sich eine F. T.-Empfangsstation, die die Zeichen auffing und mit einer zwischengeschalteten Relais-Anlage automatisch über das Kabel an das Boot weitergab (Fig. 1). Diese Erfindung hatte zunächst nur für Marinekreise Interesse, wurde aber auch von der Verkehrstechnischen Prüfungskommission zu den Versuchen herangezogen.

Die Verkehrstechnische Prüfungskommission beauftragte zu Beginn des Krieges Herrn Rittmeister d. L. Max Wien, Professor der Physik in Jena, mit der Begutachtung des F. L.-Problems und besonders mit der Prüfung und gegenseitigen Bewertung dieser Systeme. Zu den nun beginnenden Versuchen, an denen mit dem Verfasser auch Herr Dr. O. Droysen beteiligt war, wurden alle drei genannten Erfindungen hinzugezogen.

Die F. T.-technischen Probleme bei der Fernlenkung.

Bevor man an die eigentliche Erprobung der mechanischen Systeme gehen konnte, bedurften zwei Punkte einer eingehenden Prüfung und Bearbeitung, die alle drei genannten Systeme gemeinsam betrafen: a) die Frage nach einem zuverlässigen Relais, b) die Störungsmöglichkeit der drahtlosen Befehlsübermittelung durch fremde Störer. Die Systeme selbst unterscheiden sich ja der Hauptsache nach nur im rein mechanischen Teil, der sich an das Relais anschließt und dazu bestimmt ist, die drahtlosen Zeichen in die gewünschten Steuerbewegungen

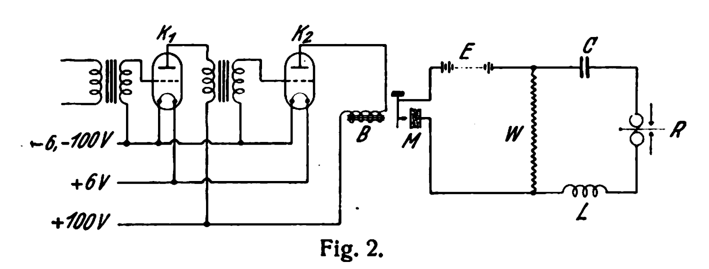


Fig. 2.

umzusetzen. (Nähere Angaben über die Systeme müssen aus den einschlägigen Patentschriften entnommen werden, auf sie soll hier nicht eingegangen werden.)

Relais.

Die Auswahl unter den Relaisanordnungen, die dazu dienen sollten, die drahtlosen Zeichen (System der tönenden Funken) in mechanische Bewegungen umzuwandeln, war 1914 nur gering. Die Verkehrstechnische Prüfungskommission erprobte bei ihren ersten Versuchen verschiedene Schaltungen. Nach dem damaligen Stande der Relaistechnik erwies sich eine Anordnung mit Brownrelais am brauchbarsten, die die Firma Siemens & Halske für ihr F. L.-System konstruiert hatte. Sie bestand aus folgenden Teilen. Ein Kathodenröhrenzweifachverstärker k_1, k_2 (Fig. 2) verstärkte die hörbaren Zeichen, die der Detektorkreis lieferte, auf den ca. 80 bis 100fachen Betrag. Die verstärkten Zeichen werden in die Magnetspulen B eines Brownschen Mikrophonrelais geleitet, das Mikrophon M liegt in einem Stromkreis, bestehend aus einer Batterie E von 12 Volt und einem Widerstand W von ca. 1000 Ohm. Während der Dauer eines Zeichens sinkt infolge der Widerstandszunahme des Mikrophons die Spannung am Widerstand W und nimmt erst am Ende des Tones ihren ursprünglichen Wert wieder an. Diese Potentialschwankungen werden dem parallel geschalteten Kondensator C im Pendelkreis $CRLW$ mitgeteilt, die Lade- und Entladeströme des Kondensators betätigen den Anker des polarisierten Relais R. Die Drossel L hält die Periode 1000 vom Relaiskreis ab und ist speziell beim Siemensschen F. L.-System so bemessen, daß sie zusammen mit C und R den Relaiskreis auf eine gewisse niedrige Frequenz abstimmt, die der Wechselzahl des Linienstromes im Kabel entspricht.

Obgleich diese Relaisapparatur das sehr erschütterungsempfindliche und schwer einzustellende Brownrelais enthält, wurden doch bei gewissenhafter Pflege gute Erfahrungen gesammelt, so daß es für die Erprobung der F. L.-Systeme in Anwendung kam.

Als geeignetes drahtloses System lag zu Beginn der Versuche nur das der tönenden Funken vor, das im Laufe der Entwicklung — auch bei der Marine — beibehalten wurde.

Störungsmöglichkeit.

Nach den Vorschlägen der Verkehrstechnischen Prüfungskommission konnte mit einfachen Mitteln eine möglichst große Störungsfreiheit nur durch Beachtung folgender Punkte erzielt werden: die Betriebswelle mußte außerhalb der gebräuchlichen Verkehrswellen liegen, es kamen also nur kurze Wellen bis zu 250 m in Frage, einmal, um nicht durch den normalen F. T.-Verkehr gestört zu werden, zweitens, weil auf Flugzeugen und kleinen Booten nur mit kurzen Wellen gearbeitet werden kann.

Zur Erzielung einer großen Selektivität mußte auf der Sendeseite für schwache Dämpfung gesorgt werden. Dann konnte auf der Empfangsseite mit besonderem Erfolg ein Zwischenkreisempfänger mit loser Kopplung in Anwendung kommen.

Die erwähnten Systeme versuchen gemäß ihren Patentansprüchen, drahtlose Störungen durch besondere Maßnahmen auszuschalten. Das Wirthsche System sieht für den Störungsfall einen Wellenwechsel vor, beim Röverschen System kann man durch ein besonderes Blockierungskommando die Apparate den F. T.-Einflüssen ganz entziehen. Nach einem Vorschlag des schwedischen Oberleutnants Thörnblad sollten Störungen dadurch grundsätzlich ausgeschaltet werden, daß mit zwei Wellen gleichzeitig gesteuert wird. Die Wahrscheinlichkeit, daß beide Wellen zugleich gestört werden könnten, wird dabei als sehr gering angenommen.

Es kann hier nicht auf alle diese Störbefreiungs-Methoden eingegangen werden. So sinnreich sie auch ausgedacht sein mögen, sie bleiben alle in dem Moment wirkungslos, wo das Lenktorpedo mit seiner Empfangsstation in unmittelbare Nähe des angegriffenen Störers kommt; dann wird die Störwelle überall durchschlagen. Um durch möglichste Einfachheit der Anlage die größte Zuverlässigkeit zu erreichen, wurde bei allen F. L.-Versuchen die Einwelligkeit beibehalten und alles Augenmerk auf große Selektivität gerichtet, so daß die Entfernung von eineem feindlichen Störer, innerhalb der Befehle wegen des Durchschlagens der Störwelle nicht mehr übermittelt werden können, möglichst klein wird.

Versuche der Verkehrstechnischen Prüfungskommission.

In Anlehnung an die Röver-Mauracher sche Erfindung hatte man sich bei den Versuchen der Verkehrstechnischen Prüfungskommission zunächst die Aufgabe zum Ziel gesetzt, ein unbemanntes Flugzeug in möglichst störungsfreiem Betrieb mittels drahtloser Telegraphie zu steuern.

Die Versuche erstreckten sich auf die Klärung folgender F. T.-technisch wichtigen Punkte:

1. Entspricht die beschriebene Relaisanordnung von Siemens den Anforderungen auf Betriebsbereitschaft und Betriebssicherheit im Flugzeug?
2. Welche Reichweiten kann man mit den kurzen Wellen für den Relaisbetrieb erzielen?
3. Welches Maß von Störungsfreiheit gegenüber fremden Störern kann erreicht werden?
4. Sind elektrische Störungen auf die Empfangsanlage durch die Nebenapparate vorhanden (Benzinmotore, lokale elektrische Stromkreise)? Wie kann man sie gegebenenfalls beseitigen?
5. Welches von den vorliegenden drei mechanischen Systemen ist für eine sofortige Anwendung am geeignetesten?

Versuche mit dem Fernrelais (Hausneindorf, Herbst 1914).

Es galt zunächst, die Fernrelais zu erproben. Die Versuche, die gemeinsam mit der Firma E. Röver in Hausneindorf a. Harz stattfanden, zeigten, daß es durchaus möglich war, mit genügender Sicherheit von einer festen Station auf der Erde Befehle auf drahtlosem Wege bis zu Entfernungen von 2 bis 3 km zu übermitteln.

Ein Flugzeug wurde mit einer vollständigen Empfangsanlage und der Relaisanordnung ausgerüstet, als Antenne diente eine kleine *L*-Antenne, die zwischen zwei 3-Meter-Masten auf dem Flugzeuge ausgespannt war. Die Befehle wurden von einem kleinen Löschfunksender $n = 1000$ gegeben, der bei einer Welle von ca. 200 m eine Antennen-Energie von 200 Watt besaß. Es gelang in einwandfreier Weise, das auf der Erde mit voller Tourenzahl des Motors rollende Flugzeug drahtlos zu steuern. Der Plan jedoch, das unbemannte Flugzeug auch beim Fluge in der Luft zu lenken, erwies sich damals in erster Linie aus flugtechnischen Gründen als undurchführbar. Schwierigkeiten bereitete auch die Wirkung des Zündungsfunkens vom Flugzeugmotor auf die Relaisanlage, die meistens auftrat, wenn sich der Apparat in der Luft befand.

Am 13. November 1914 wurde unter dem Vorsitze seiner Exzellenz des Grafen Zeppelin in einer Sitzung, welcher Vertreter des Kriegsministeriums, der Reichsmarine und der beteiligten Firmen beiwohnten, deshalb beschlossen, von der weiteren Verfolgung der F. L.-Versuche an Flugzeugen Abstand zu nehmen und dafür das leichtere Problem zu bearbeiten, inwieweit es möglich sei, ein in einer Ebene bewegliches Objekt, z. B. ein Schiff, von einer festen Station oder einem Flugzeug aus zu steuern. Die F. T.-technischen Probleme bleiben hierbei ja die gleichen.

Nachdem in den Hausneindorfer Versuchen die Frage der Fernrelais geklärt war, sollte nun besonders die Reichweite und Störungsfreiheit gegenüber fremden Störstationen untersucht werden.

F.L.-Versuche an Booten von einer Landstation aus. (Müggelsee, Winter 1914/15.)

Diese Versuche wurden im Winter 1914/15 auf dem Müggelsee bei Berlin ebenfalls unter Leitung der Verkehrstechnischen Prüfungskommission durchgeführt.

Um die verschiedenen Systeme miteinander vergleichen zu können, wurde je ein kleines Motorboot für drahtlose Steuerung nach dem Wirthschen und dem Röver-Mauracherschen System eingerichtet. Weiter rüstete die Firma Siemens & Halske einen Spreedampfer als „Mutterschiff" mit einer vollständigen F. L.-Anlage nach ihrem System aus; als Empfangsanlage diente überall eine dem Schiff angepaßte möglichst hohe *L*-Antenne mit Empfänger, Verstärker und Brownrelaisapparatur, an die sich dann in den verschiedenen Booten die eigentliche F. L.-Apparatur des betreffenden Systems anschloß.

Die Störungsfreiheit ist naturgemäß um so größer, je loser der Empfänger gekoppelt ist; bei der starken Dämpfung eines gewöhnlichen Löschfunkensenders sinkt aber die Empfangsenergie allzu rasch, so daß die Reichweite zu klein wird. Dem wurde abgeholfen durch Verwendung eines sehr schwach gedämpften Zwischenkreis-Senders[1]) und Empfängers.

Die Schaltungsschemata des Senders und Empfängers mit Zwischenkreis, der von Herrn Dr. O. Droysen für

[1]) Max Wien, Jahrb. f. drahtl. Tel. Bd. 1, S. 477, 1907, H. 4.



den speziellen F. L. - Zweck durchgebildet wurde und sich bestens bewährte, geben die Fig. 3 und 6. Im Sender sind Antennenkreis und Zwischenkreis lose gekoppelt, so daß für die von der Antenne ausgestrahlten Welle hauptsächlich die geringe Dämpfung des Zwischenkreises maßgebend ist. Im Empfänger ist entsprechend der gewünschten Selektivität ein sehr schwach gedämpfter Zwischenkreis vorhanden, der mit Antennen- und Detektorkreis lose gekoppelt ist und dadurch eine starke Aussiebung aller fremden Wellen bewirkt.

Die Versuche auf dem Müggelsee ergaben folgendes Bild:

Mit einem kleinen Zwischenkreissender an Land konnten bei einer Wellenlänge von 200 m über den ganzen See hinweg (bis zu 4 km) drahtlose Befehle richtig übermittelt werden (Sendeenergie ca. 400 Watt, Antennenhöhe 15 m).

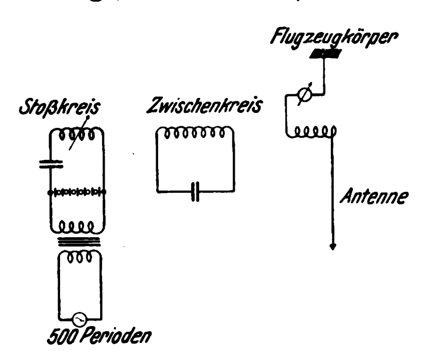


Fig. 3.

Störungsversuche mit der Großstation Treptow und dem oben erwähnten „Mutterschiff" zeigten, daß der Zwischenkreisempfänger Störwellen bis herab zu 1200 m bei 5 Kilowatt Antennenenergie abhielt, wenn die Entfernung zwischen Störstation und F. L. - Empfangsanlage ca. 700 m betrug. Eine russische Knarrfunkenstation konnte mit einer 600-m-Welle und 400 Watt Antennenenergie in 400 m Entfernung nicht mehr stören, eine kleinere Station mit 100 Watt Antennenenergie nicht mehr auf 200 m Abstand, wenn die Sendewelle 230 oder 170 m betrug. F. L. - Sender und Empfänger waren dabei auf 200 m abgestimmt.

Die B r o w n - Relaisapparatur von Siemens & Halske war bei geeigneter Aufhängung genügend erschütterungsunempfindlich und arbeitete einwandfrei, obgleich das schwer einzustellende Brownrelais den empfindlichsten Punkt der Anlage bedeutete.

Störungen auf die Empfangsanlagen in den Booten durch lokale elektrische Kreise der eigentlichen Steueranlagen waren vorhanden, konnten aber stets durch geeignete Maßnahmen auf ein unschädliches Maß herabgedrückt werden (Kondensatoren und Widerstände zum Funkenlöschen parallel zu den Kontakten). Die störende Wirkung des Z ü n d u n g s f u n k e n s der Benzinmotore konnte dadurch ausgeschaltet werden, daß man die Apparate in genügender Entfernung vom Benzinmotor aufstellte.

Nach Ueberwindung dieser anfänglichen Schwierigkeiten gelang es, die Boote mit Sicherheit auf dem ganzen Müggelsee von der festen Zielstelle aus umherzusteuern, Ziele anzusteuern und sogar mit völlig unbemanntem Boot Landungs-Manöver etc. vorzunehmen. Am 19. Dezember 1914 wurden die Reichweiten- und Störungsversuche auf dem Müggelsee Vertretern der Armee und Marine vorgeführt.

Zur Beurteilung der m e c h a n i s c h e n Systeme selbst war zu beachten, daß jedes der drei Systeme aus zwei Hauptteilen bestand, die in der Wirkungsweise und Ausführung durchaus nicht gleichwertig waren.

Die S t e u e r o r g a n e besorgten die Ausführung der Kommandos selbst, z. B. Ruderlegen, Einschalten des Vorwärtsganges etc. Der V e r t e i l e r führte die am Relais ankommenden drahtlosen Zeichen richtig dem betreffenden Steuerorgan zu.

Für eine direkte drahtlose Steuerung verdiente der Verteiler des Systems R ö v e r - M a u r a c h e r, das mit Preßluft arbeitet, den Vorzug. Hier war durch die Art der Zeichengebung die Auslösung von Fehlkommandos durch fremde Zeichen so gut wie ausgeschlossen. Die Ausführung der Steuerorgane selbst war für die Praxis weniger geeignet.

Verteiler und Steuerorgane des Systems S i e m e n s & H a l s k e waren für die Kabelsteuerung in jahrelangen Versuchen vorzüglich durchkonstruiert und besaßen ein hohes Maß von Betriebssicherheit. Bei Steuerung mit F. T. indessen zeigte sich, daß bei Störungszeichen irgendwelcher Art falsche Befehle ausgelöst wurden. Für das S i e m e n s - sche System der kombinierten drahtlosen Steuerung durch Vermittelung einer festen Empfangsstation an Land (vgl. Fig. 1) und Weitergabe der Zeichen durch ein Kabel fällt dieser Fehler insofern weniger ins Gewicht, als sich die eigentliche Empfangsstation in genügender Entfernung vom feindlichen Störer befindet, und fremde Störer sich dann leichter durch selektiven Empfang ausschalten lassen. Luftelektrische Störungen sind aber hier besonders gefährlich, denn die große Entfernung zwischen steuerndem Flugzeug und Empfangsstation (bis zu 50 km) verlangt eine viel höhere Empfangsantenne, als für direkte Steuerung nötig ist. Bei dieser hingegen kommt man bei gleicher Sendeenergie mit viel niedrigeren Antennen aus, die erfahrungsgemäß weniger den luftelektrischen Störungen ausgesetzt sind.

Im Anschluß an die Versuche auf dem Müggelsee wurden in T r a v e m ü n d e und K i e l von der Firma S i e m e n s & H a l s k e in Gemeinschaft mit der M a r i n e Fernlenkversuche an Schnellbooten ausgeführt, auch hier zeigte sich, daß die Fernrelais einwandfreie Uebermittlung der Befehle verbürgten.

Das W i r t h sche System zeigte trotz vieler geistvoller Einzelheiten noch nicht diesen hohen Grad der technischen Vollkommenheit, so daß bis zu einer frontreifen Ausgestaltung noch viel Entwicklungsarbeit zu leisten gewesen wäre.

F e r n l e n k v e r s u c h e a n B o o t e n v o m F l u g z e u g a u s.

(Travemünde, Frühjahr 1915.)

Da die Vorversuche auf dem Müggelsee bezüglich der Störungsfreiheit ein günstiges Resultat gezeigt hatten und auch die vorhandenen mechanischen Systeme auf weitere Erfolge hoffen ließen, entschloß sich die Verkehrstechnische Prüfungskommission, einige praktische Lenkversuche folgen zu lassen, bei der die Steuerung von einem Flugzeug aus erfolgen sollte. Es hatte sich nämlich bei den Versuchen auf dem Müggelsee, wie zu erwarten war, gezeigt, daß die Beobachtung bei einem niedrigen Standpunkt des Steuernden auf größere Entferungen hin schwierig ist, vor allem ließ sich der Abstand zwischen Ziel und Boot schwer schätzen.

Diese Versuche fanden von Februar bis Mai 1915 in Travemünde statt. Sie erwiesen sowohl die F. T.-technische als flugtechnische Möglichkeit, ein unbemanntes Boot von einem Flugzeug aus einem bestimmten Ziele zuzusteuern. Oft steuerte sogar der Flugzeugführer selbst das F. L. - Boot! Die Reichweite, bis zu der man

vom Flugzeug aus das Boot sicher in der Hand hatte, betrug damals ca. 2—3 km.

Auch hier bewährte sich das Röver-Mauracher-sche System am besten.

Nachdem die Travemünder Versuche damit zu einem gewissen Abschluß gelangt waren und durch sie ein Bild über die Möglichkeit der Fernsteuerung überhaupt und insbesondere über die verschiedenen Systeme gewonnen war. war die Aufgabe der Verkehrstechnischen Prüfungskommission im wesentlichen beendet.

B. Die Versuche der Inspektion des Torpedowesens.

Von Marinekreisen war den Versuchen der Verkehrstechnischen Prüfungskommission regstes Interesse beigebracht worden, und im weiteren Verlauf entschloß sich die Inspektion des Torpedowesens, Kiel, die F. L. - Waffe im praktischen Betriebe an der Front zu erproben.

Das Siemenssche System der indirekten Steuerung mit Kabel.

Für die Einführung an der Front kam zunächst nur das Siemenssche System der indirekten Steuerung mit Kabel (Fig. 1) in Frage, weil nur diese Firma bereits fertig durchgebildete Lenktorpedos (Schnellboote mit 60 km Stundengeschwindigkeit und 750 kg Sprengladung) liefern konnte und auch das System selbst mechanisch für den vorliegenden Zweck am besten von allen durchgearbeitet war.

Die militärischen Erfolge, die man in Flandern und Kurland mit diesen F. L. - Stationen aufzuweisen hatte, waren nur sehr mäßig, wenn auch eine gewisse moralische Wirkung durch die bloße Existenz dieser Waffe auf den Feind hat beobachtet werden können.

Die Ursachen der mangelnden tatsächlichen Erfolge lagen hauptsächlich in der leichten Verletzlichkeit des überdies sehr teuren Kabels und in der Begrenzung des Aktionsradius durch das Kabel (40—50 km).

Die direkte drahtlose Steuerung ohne Kabel.

Die Torpedoinspektion trat deshalb im November 1916 an die Aufgabe heran, das unbemannte, mit Sprengstoff beladene Boot im Sinne der bereits ausgeführten Versuche der Verkehrstechnischen Prüfungskommission drahtlos ohne Kabel zu steuern. An den Arbeiten der Torpedoinspektion sind neben dem Verfasser besonders die Herren Prof. Dr. Pungs und Prof. Dr. Pirani beteiligt gewesen.

Die Wahl des mechanischen Systems.

Nach den Erfahrungen der Verkehrstechnischen Prüfungskommission kam für eine drahtlose Steuerung in erster Linie der Röver-Mauracher sche Verteiler in Frage, während man in den Siemens schen F. L.-Booten mit ihren vollkommen ausgearbeiteten Steuerorganen eine frontreife Apparatur besaß, bei der lediglich der Verteiler für eine indirekte drahtlose Steuerung ungeeignet war. Als erste Aufgabe ergab sich also die Kombination beider Systeme miteinander, indem man in den Siemens schen Booten den Verteiler durch den Röver-Mauracher schen ersetzte. Bis zur frontreifen Ausgestaltung dieser Kombination war natürlich eine reiche Entwicklungsarbeit zu leisten. Von allen Seiten wurde auf eine rasche Lösung des Problems gedrängt. Um Zeit zu gewinnen, um ferner die direkte Steuerung ohne weiteres neben der indirekten an der Front anwenden zu können, sollte zunächst versucht werden, den Siemens-Verteiler auch für die direkte Steuerung beizubehalten, so daß die Schnellboote mit ihren Verteilungs- und elektromechanischen Steueranlagen, ferner die gesamte Gebeanlage im Flugzeug ohne weiteres als fertig übernommen werden konnten. Parallel sollten die Versuche gehen, das Siemens-System mit dem Röver-Mauracher schen Verteiler in der erwähnten Form zu kombinieren.

Die F. T. - technischen Aufgaben bei der direkten Steuerung.

Die Hauptaufgabe, die für beide Systeme jedenfalls zuerst gelöst werden mußte, war die Verlegung der gesamten F. T.-Empfangsanlage, die bis jetzt in der Zielstelle untergebracht war, in das Schnellboot. Dabei ergaben sich folgende schwierige Probleme.

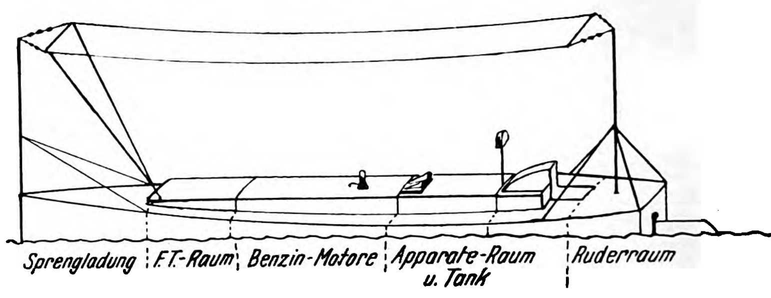


Fig. 4.

Das bis dahin verwendete Brownrelais mußte für die auf hoher See mit Schnellzugsgeschwindigkeit fahrenden Boote durch eine vollkommen erschütterungsunempfindliche Relaisanordnung ersetzt werden.

Bei den beschränkten Raumverhältnissen im Boot stand für die F. T.-Anlage nur ein Raum in unmittelbarer Nähe der Benzinmotore zur Verfügung (Fig. 4). Es galt, die Störung durch den Zündungsfunken der Motore unschädlich zu machen.

Alle F. T.-Apparate mußten vollständig gegen Feuchtigkeit geschützt sein.

Endlich war die militärische Forderung zu erfüllen, daß der Flieger bis auf 10 km das Boot sicher in der Hand haben soll. Da die Sendeanlage im Flugzeug fest gegeben war, mußte also die Empfangsanlage entsprechende Empfindlichkeit besitzen und zugleich einen möglichst selektiven Empfang gegen fremde Störer gewährleisten. Auf die letzten Punkte mußte besonders großer Wert gelegt werden, weil ja das Boot mit seiner Empfangsstation in unmittelbare Nähe eines feindlichen Schiffes gesteuert werden sollte, das mit starken Sendeanlagen die Steuerung unmöglich machen konnte. Eine weitere Forderung war, daß die Betriebsmittel von Flugzeug und Boot einen ununterbrochenen und unkontrollierten Betrieb von 6 Stunden zulassen mußten.

Ein recht hoher Grad von Störungsfreiheit war nun schon durch die Anwendung der Wellenselektion nach dem Zwischenkreisprinzip gewährleistet, die Störungsfreiheit sollte noch erhöht werden durch Tonselektion, indem man einen auf die Tonfrequenz des Senders (1000 pro sec) abgestimmten Tonkreis hinter den Empfänger einschaltete (Fig. 6).

Vorversuche.

Eine Relaisanordnung, die für's erste den gesteigerten Ansprüchen, vor allem auf Erschütterungsunempfindlichkeit, genügte, wandte die Torpedoinspektion mit einer Kathodenröhren-Gleichrichteranlage nach dem Schema der Fig. 5, in Verbindung mit einem AEG-Zweifachverstärker an (Nov. 1916).

Die Empfindlichkeit war durch Anwendung einer höheren Anodenspannung (270 Volt) gesteigert, so daß bei einer Eingangslautstärke von ca. 5 Parallel-Ohm vor dem Verstärker ein Gleichrichtereffekt von 1,5 Milliampère erreicht wurde. Die Gitterspannungen werden so stark positiv gewählt, daß bei unerregter Antenne der Anodenstrom gerade Null beträgt. Damit der zerhackte Gleichstrom im Anodenkreis kein „Klirren" des Relais *R* hervorruft, ist ein Kondensator *C* parallel zu den Spulen des Relais gelegt. Fig. 6 gibt das gesamte Schema der Anlage von der Antenne bis zum Verstärker.

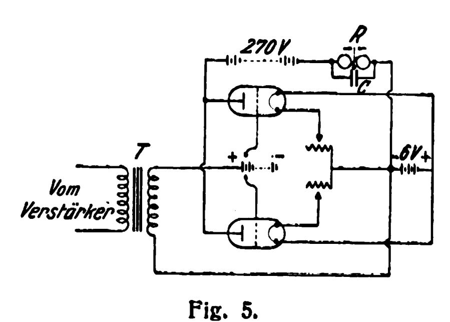


Fig. 5.

Mit dieser Anordnung wurden zunächst die Hauptfragen der Wellen- und Tonselektion, sowie die der Motorstörungen in einigen orientierenden Versuchen geklärt.

Hierfür wurde ein Schnellboot mit einer vollständigen Empfangsanlage ausgerüstet, als Antenne verwandte man eine 12 m lange *L*-Antenne zwischen zwei Masten (Fig. 4). Zum Schutz gegen Spritzwasser und Feuchtigkeit bestand sie aus Gummiaderdraht mit massiver Kupferseele.

Tonkreis.

Während mit dem inzwischen verbesserten Zwischenkreis-Empfänger hinsichtlich der Wellenselektion befriedigende Ergebnisse erreicht wurden, blieb der Tonkreis für

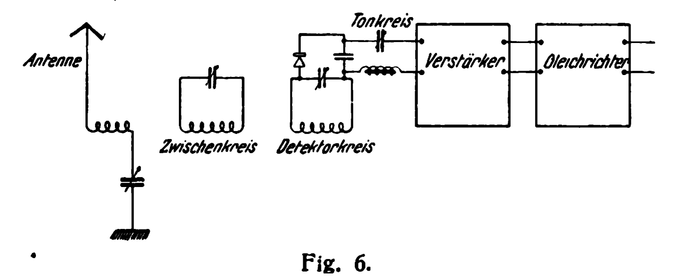


Fig. 6.

praktische Zwecke ungeeignet. Einmal hielt sich die Tonhöhe des Flugzeugsenders, namentlich bei Kurven und Strichbelastung, nicht genügend konstant, dann schützte aber vor allem der Tonkreis überhaupt nicht vor Störern mit unreinem Ton. Weil er weiter eine nicht unbeträchtliche Empfangsschwächung mit sich brachte, verzichtete man bald ganz auf die Tonselektion. (Eine, wenn auch breite Abstimmung auf den Ton 1000 enthielt aber der Verstärker.)

Versuche im Laboratorium zeigten, daß eine Tonselektion bei Betrieb mit hohen Perioden (6000 pro sec), mehr wirksam ist und auch vor unreinen Störern schützt. Da die Tonhöhe des Flugzeugsenders sich ohne zeitraubende Neukonstruktion nicht ändern ließ, mußte auf praktische Anwendung dieser Versuchsergebnisse verzichtet werden.

Störungen.

Bei den ersten Fahrtversuchen mit dieser Kathodenröhrenanordnung ergab sich, daß der Zündungsfunke der Benzinmotore sehr starke Störungen hervorrief, die einen Relaisbetrieb vollständig ausschlossen. Nach einer eingehenden Untersuchung waren es Hochfrequenzstörungen, die aber nicht über die Antenne in die Apparate gelangten, sondern hauptsächlich von den kleinen Transformatoren im Verstärker und Gleichrichter aufgenommen wurden und von da rückwärts zum Detektor gelangten.

Die Störungen konnten durch Kapselung der Transformatoren mit einem Doppelgehäuse aus Kupfer und Eisen beseitigt werden.

Alle anderen Störungen durch Oeffnungsfunken in lokalen Stromkreisen ließen sich ursächlich mildern durch richtig bemessene Kondensatoren und Widerstände parallel zu allen Kontakten.

Endgültige Ausführung der Empfangsanlage.

Es traf sich sehr günstig, daß die Firma Siemens & Halske im Jahre 1917 im Laboratorium ein Ventilröhre mit Doppelgitter (Schottky) fertiggestellt hatte, die durch ihren hohen Wirkungsgrad hervorragend geeignet war, die bisherige Anordnung zu ersetzen. Das Schema der Doppelgitterröhre gibt Fig. 7. Die aus dem Heizfaden (große Oberfläche, Heizstrom 2,2 Amp.) austretenden Elektronen erhalten durch das positiv geladene Hilfsgitter *H* (+ 50 Volt) eine Beschleunigung, die eine beträcht-

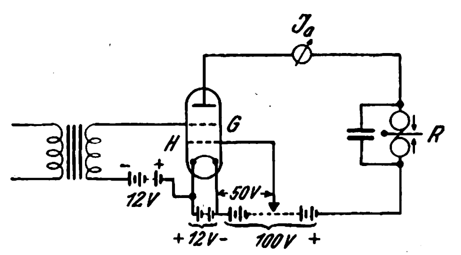


Fig. 7.

liche Erhöhung des Anodenstromes bedeutet. Bei Sättigung liefert die Röhre ca. 12 Milliampère. In Verbindung mit einem Dreifachverstärker ergibt die Ventilröhre bei Eingangslautstärken von ca. 20 Parallel-Ohm (vor dem Verstärker gemessen) einen Gleichrichtereffekt von 4 bis 6 mA. Das polarisierte Relais läßt sich bei diesen Stromstärken so einstellen, daß es vollkommen unempfindlich gegen die praktisch vorkommenden Erschütterungen ist. Der Empfänger war mit Detektor ausgerüstet. (Spätere Versuche, diesen durch eine Audion zu ersetzen, führten nicht zum Ziel wegen der außerordentlich unangenehmen Empfindlichkeit der Audionröhren gegen Schall und Erschütterungen.)

Infolge der gesteigerten Empfindlichkeit der Relaisanordnung machten sich natürlich wieder die lokalen Störungen, besonders die Motorzündung, bemerkbar. Beim Zusammenbau der Anordnung mußte deshalb auf vorzügliche Kapselung geachtet werden. Nach Vorschlägen der Torpedoinspektion wurden Verstärker und Gleichrichter zusammen mit dem Empfänger in einem starkwandigen, spritzwasserdichten Eisenkasten abgeschlossen. Innerhalb des Kastens waren Verstärker und Gleichrichter für sich in einem 5 mm-Kupfergehäuse untergebracht, außerdem besaßen sämtliche Transformatoren die normalen Kapselungen. Durch diese Vorsichtsmaßregel wurde bei dem erwähnten Verstärkungsgrad vollkommener Schutz vor den Zündgeräuschen erreicht, obgleich die ganze Anlage sich nur ca. 100 cm entfernt von den 200 PS-Motoren befand (Fig. 4).



Zum Schutz gegen Erschütterungen waren alle Lampen für sich und außerdem der gesamte Eisenkasten gut abgefedert.

Schwierigkeit bereitete anfänglich die Neigung der ganzen Anordnung zum Selbsttönen. Sank die Isolation des Verstärkers oder Gleichrichters unter 2 Megohm, so trat mit Sicherheit Pfeifen ein. Mit großer Sorgfalt mußte daher beim Zusammenbau der Apparatur, bei der Montage im Boot und während des Betriebes selbst auf Erhaltung einer hochwertigen Isolation geachtet werden. Bei der Abnahme sollte sie mindestens 5 Megohm betragen. Um diesen hohen Isolationswert während des Betriebes bei den ungünstigen Verhältnissen im Boot beizubehalten, wurde der F. T.-Raum mit einigen Kohlefadenlampen dauernd gelinde geheizt.

Der gesamte, sehr schwierige Zusammenbau der Empfangsanlage im Boot wurde von der Firma Siemens & Halske in mustergültiger Weise ausgeführt, so daß die Anlagen die hohen Anforderungen, die an sie gestellt wurden, stets erfüllten.

Die Sendeanlage im Flugzeug.

Als Sender wurde nach Anbringung einiger Verbesserungen der Zwischenkreissender benutzt (Fig. 3), der schon von der indirekten Steuerung her vorhanden war und hierfür von der Firma Siemens & Halske (gemeinsam mit Telefunken) seine endgültige Form erhalten hatte. Die ursprüngliche Abstimmung auf 150 m wurde auf 120 geändert, als man an der flandrischen Küste im feindlichen F. T.-Verkehr die 150-m-Welle beobachtete.

Es seien die besonderen Vorteile des Zwischenkreissenders für F. L.-Zwecke erwähnt: in Verbindung mit dem Zwischenkreisempfänger bei loser Kopplung sehr selektiver Empfang, durch die feste Abstimmung des Zwischenkreises stete Betriebsbereitschaft ohne die Notwendigkeit einer jedesmaligen genauen Abstimmung der Antenne, in der Sendeantenne große Energie bei geringen Spannungen. — Mit einem Luftschiffgenerator für 500 Perioden (Propeller-Antrieb) lieferte der Sender mit 12 Funkenstrecken bei einem Antennenstrom von ca. 4 Amp. rund 300 Watt Antennenenergie. Die Dämpfung der Sendewelle betrug 0,08, die Kapazität der ausgekurbelten 28 m langen Antenne 190 cm, ihr Widerstand ca. 20 Ohm.

Die Richtwirkung der Sendeantenne.

Bei den ersten Empfangsversuchen mit Flugzeug ergab sich nun ein äußerst unerwünschter Richtwirkungseffekt der Sendeantenne im Flugzeug. Da bei einem linearen Oszillator die Ausstrahlung in der Längsrichtung Null ist, trat eine Empfangsschwächung und ein Aussetzen der Relais ein, wenn innerhalb eines bestimmten Umkreises sich das Flugzeug direkt über dem Boot befand. Dieser Umkreis erwies sich aber bedeutend größer, als ursprünglich erwartet wurde. Die Richtwirkung trat nämlich auch in größeren Entfernungen auf, wenn bei böigem Wetter die Flugzeugantenne stark abgeweht wurde und dann auf das Boot wies. Dann setzten die Zeichen oft vollkommen unvermittelt aus.

Der Fehler konnte natürlich bei herabhängender Antenne grundsätzlich nicht vermieden werden. Man mußte demnach dafür Sorge tragen, daß die Antenne möglichst scharf nach unten gezogen wurde und das Antennengewicht nicht zu stark abgeweht werden konnte, damit der Umkreis möglichst klein wird, in dem Lagen vorkommen können, wo die Antenne auf das Boot weist.

Es blieb noch übrig, dem Flugzeug vorzuschreiben, daß es sich beim Steuern immer außerhalb dieses Umkreises hält, der sich wegen der natürlichen Abwehung der Antenne immerhin auf 1 bis 2 km um das Boot beläuft.

Windschnittige Antennengewichte (1 kg) vom Luftschiffbau Zeppelin, Friedrichshafen, bewährten sich hierbei besonders gut. Sie wurden nur wenig abgeweht und hingen fast senkrecht unter dem Flugzeug. Mit einem isolierten Durchlaufgewicht *D*, das nach dem Schwimmer verspannt war, wurde weiter die Antenne vom Flugzeugkörper abgehalten (Fig. 8). Damit wurde gleichzeitig die Strahlungsfähigkeit der Antenne und ihre Reichweite verbessert. Fig. 8 zeigt die Antenne in ihrer ursprünglichen Lage *(a)* und nach der Aenderung *(b)*.

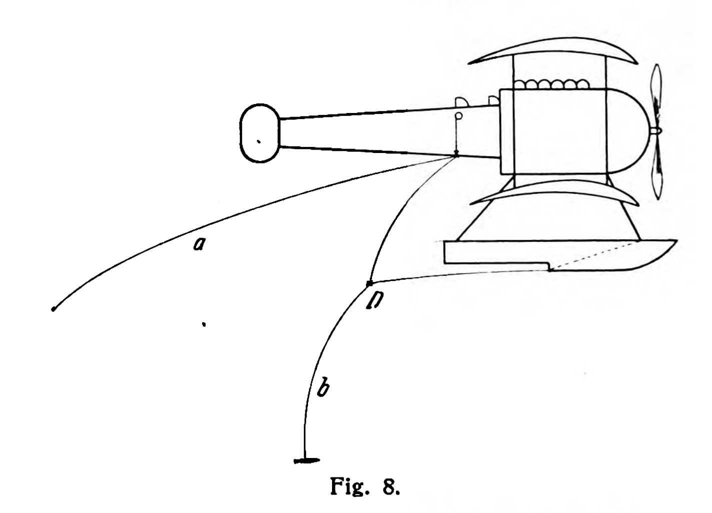


Fig. 8.

Reichweite und Störungsfreiheit der F. L.-Boote.

Mit der neuen Gleichrichteranlage, die den Anforderungen unter den sehr ungünstigen Bedingungen im Schnellboot genügte, waren nun die weiteren Fragen der Reichweite und Störungsfreiheit zu klären. Beide Punkte waren durch Verwendung des Zwischenkreisempfängers voneinander abhängig: bei loser Kopplung ist die Störungsfreiheit gut, die Reichweite gering, diese läßt sich auf Kosten der Störungsfreiheit durch engere Kopplung vergrößern. Es mußte eine Empfängereinstellung gefunden werden, bei der zunächst der militärischen Forderung auf 10 km Reichweite genügt war; weiter fragte es sich, ob das mit dieser Einstellung erreichbare Maß von Störungsfreiheit für den Lenkbetrieb ausreichte. Bei sehr losen Empfängerkopplungen konnten mit der Antenne und den vorhandenen Empfangsanlagen Zeichen über See bis auf 10—12 km sicher übermittelt werden. Diese Reichweite wurde nur über See erzielt, lag Land zwischen Boot und Flugzeug, so sank die Reichweite wegen der starken Absorption der kurzen Wellen bis auf geringe Bruchteile dieser Entfernung.

Die Lautstärke betrug bei 10 km unmittelbar hinter dem Empfänger ca. 30 Parallelohm, bei engeren Kopplungen hätte man noch größere Reichweiten erzielen können, jedoch war die Lenkung des Bootes schon auf 10 km ziemlich schwierig und erforderte hervorragende Sichtigkeit. — Die Reichweitenversuche wurden gleichzeitig zur praktischen Erprobung des mechanischen Systems benutzt. Dabei zeigte sich, daß das bisher verwendete System, das ja auch nur für eine Kabelsteuerung konstruiert war, grundsätzlich ungeeignet war. Besonders bedenklich war, daß durch jedes falsche Zeichen ein unerwünschtes Kommando ausgelöst wurde. Deshalb ging man in weiterem Verlauf zum Röver-Mauracherschen Verteiler über, der

sich nach Beseitigung kleiner technischer Mängel unter den schwierigen Verhältnissen sehr gut bewährte.

Der Uebergang zu dem Röver-Maurracherschen Verteiler brachte auch für die F. T.-Anlage eine ganz wesentliche Vereinfachung und Verbesserung mit sich. Das Siemenssche System verlangte nämlich ein besonderes Empfangsrelais (sog. Telegraphenrelais), für das man eine Spezialschaltung, wie bei der Brownrelaisanordnung, anwenden mußte. Das Relais lag nicht im Strom des Anodenkreises selbst, wie in Fig. 5 oder 7, sondern in einem Pendelkreis, bestehend aus Kondensator C, Widerstand W, Drossel L, Relais R (Fig. 9). Wie die Versuche zeigten, war es nicht möglich, bei gleichen Anodenströmen J_a das Relais R in dieser Schaltung so erschütterungsunempfindlich einzustellen, wie ein normales polarisiertes Relais, dessen Spulen nach Fig. 5 direkt vom Strome J_a durchflossen werden.

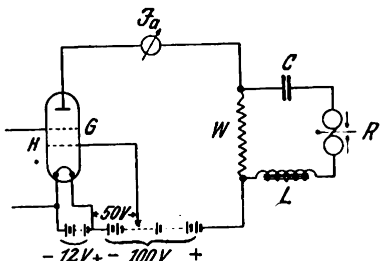


Fig. 9.

Beim Röver-Mauracherschen Verteiler, der diesen Pendelkreis nicht benötigte, arbeitete somit das empfindliche F. T.-Relais mit einem wesentlich höheren Sicherheitskoeffizienten in bezug auf Erschütterungen. Auch für den automatischen Zeichengeber im Flugzeug bedeutete dieses System dadurch einen großen Fortschritt, daß schwere Batterien und ein schwierig einzustellendes Tastrelais im Flugzeug zum Fortfall kamen.

Störungsmöglichkeit durch fremde Sender.

Die Störungsmöglichkeit der Empfangsanlage in den F. L.-Booten durch unmittelbar benachbarte Großstationen ist in der ausgiebigsten Weise untersucht worden.

Die Versuche wurden meist in der Form ausgeführt, daß das F. L.-Boot an dem mit großer Energie sendenden Störschiff vorbeigeschleppt wurde oder auch mit eigener Kraft vorbeifuhr; das Flugzeug sandte gleichzeitig mit 120-m-Welle beliebige Kommandos, es wurde festgestellt, in welcher Entfernung zwischen F. L.-Boot und Störer die Befehle noch richtig ankamen. Gegebenenfalls wurde der Gleichrichtereffekt der durchschlagenden Störwelle gemessen.

Es werde gleich vorausgeschickt, daß einheitliche Ergebnisse nicht zu erzielen waren, weil für die Störungsmöglichkeit weniger die Eigenschaften der Empfangsanlage als die des Störsenders in Frage kamen. Im Laufe der zahlreichen Versuche mit fast allen Typen von Kriegsschiffen und Sendern stellte es sich nämlich heraus, daß fast jeder Sender in unmittelbarer Nähe der Station sehr stark ausgeprägte Oberwellen besitzt, die wahrscheinlich durch das Mitschwingen von Pardunen etc. zu erklären sind. Diese Oberwellen besitzen Wellenlängen von 80 bis 200 m und sind deshalb für F. L.-Boote sehr gefährlich. So kam man oft zu scheinbar widersprechenden Ergebnissen. Bei S.M.S. „Köln" stellte es sich beispielsweise heraus, daß bei einer Störwelle von 230 m der Empfang auf 120 m mehr gestört wurde als bei Empfang auf 150 m. Der Sender von S.M.S. „Köln" besaß bei 90 m eine stark ausgeprägte Oberwelle, die an Bord des Schiffes mit Wellenmesser leicht nachzuweisen war.

Um ein Bild über einige der ausgeführten Störversuche zu geben, seien die besten (S. M. S. Schlesien) und die schlechtesten (S. M. S. Cöln) kurz mitgeteilt.

	Störwelle m	Antennenstrom Ampère	Entfernung F.L.-Boot-Störer m	Gleichrichtereffekt Milliampère
S. M. S. Schlesien	390	19	25	2,5
			40	0,4
	670	21	35	4
			40	1
S. M. S. Köln	400	14	120	4
			250	2
			600	0
	600	23	400	5
			500	3
			600	0

Der Empfänger war auf 120 m abgestimmt, die Relaiseinstellung so gewählt, daß das Relais bei 3 mA sicher, bei 1 mA nicht mehr ansprach. Gleichrichtereffekte von 1 mA abwärts blieben also ohne Einfluß auf die drahtlose Befehlsübermittelung.

Während das F. L.-Boot in 50 m Entfernung bei S. M. S. „Schlesien" Befehle noch sicher aufnehmen konnte (es sei auf den raschen Abfall des Gleichrichtereffektes mit der Entfernung hingewiesen), würde es kaum möglich gewesen sein, das F. L.-Boot in bedrohliche Nähe von S.M.S. „Cöln" zu bringen, wenn dieses absichtlich mit mit einer langen Welle störte.

Wie vorzüglich der selektive Empfang mit Zwischenkreis-Sender und -Empfänger an und für sich ist, kann man daraus ersehen, daß bei einem oberwellenfreien Störsender (Zwischenkreissender) mit 150 m Welle und 5 Amp. Antennenstrom bei Abstimmung auf 120 m in 100 m Entfernung nur ein Gleichrichtereffekt von 0,2 MA im F. L.-Boot zu verzeichnen war, der also nicht mehr störte.

Für die Störungsfreiheit war es günstig, daß der Flugzeugsender relativ starke Energien lieferte, so daß man bei loser Empfangskoppelung mit einer verhältnismäßig unempfindlichen Empfangsanlage auskam, die naturgemäß auch gegen Störungen unempfindlich ist.

Spätere Versuche mit einer Empfangsanordnung von gesteigerter Empfindlichkeit zeigten, daß die Motorstörungen durch den Zündungsfunken einen Relaisbetrieb an Bord des Bootes unmöglich machten. Mit der beschriebenen Empfangsanlage war somit die Grenze der Empfindlichkeit erreicht, bis zu der man mit Rücksicht auf die Störungen lokaler Natur im Boot gehen konnte.

Versuche mit einem Zwischenkreissender mit kleineren Wellen (65 m) zur Erhöhung der Störungsfreiheit ergaben unter Beibehaltung der bisherigen Empfangseinrichtung zwar nur eine Reichweite von ungefähr 5 km, dafür war aber die Störfreiheit gegenüber der 120 m-Welle, wie zu erwarten, sehr viel besser. Beispielsweise resultierte mit einer Störwelle von 230 m in 100 m Entfernung bei Abstimmung auf 120 m ein Gleichrichtereffekt von 4,5 mA, bei Abstimung auf 65 m hingegen von nur 0,2 mA. Um diesen Grad von Störfreiheit zu behalten, hätte man also die Energie des Senders zur Erhöhung der Reichweite vergrößern müssen. Die Versuche mit diesen kurzen Wellen konnten wegen äußerer Verhältnisse nicht abgeschlossen werden.

Das Tempo der Entwicklungsarbeiten war besonders durch die Witterung bestimmt. Wind- und Sichtigkeitsverhältnisse gestatteten durchschnittlich nur an jedem vierten Tag einen F. L.-Versuch.

Da sich weiter an die rein F. T.-technische Durchbildung der außerordentlich komplizierten Waffe noch eine gründliche Schulung des Personals und eine eingehende militärische Erprobung der Waffe im Heimatgebiet mit Tag- und Nachtübungen anschloß, kam es, daß die Entwicklung der direkt gesteuerten F. L.-Boote erst im September 1918 bis zu einem Abschluß gekommen waren, der die Verwendung dieser Waffe an der flandrischen Küste gestattete. In diese Zeit fiel aber gerade der Räumungsbefehl für Flandern.

Wenn auch die mühevollen und kostspieligen Arbeiten der Behörden und Firmen so nicht zu militärischen Erfolgen geführt haben, so sind jedenfalls eine große Reihe von wertvollen Erfahrungen gesammelt worden, die für alle weitere Entwicklung auf diesem oder verwandtem Gebiet als sichere Grundlagen dienen können[2]).

Zusammenfassung.

Es wird die historische Entwicklung beschrieben, die das drahtlos gesteuerte Fernlenkboot während des Krieges bei der deutschen Reichsmarine genommen hat.

Das bei dem Fernlenkboot angewandte drahtlose System wird beschrieben.

Es werden die Versuche der Reichsmarine geschildert, durch die festgestellt wurde, bis auf welche Entfernungen das Fernlenkboot sicher drahtlos gesteuert und inwieweit die drahtlosen Befehle trotz Störungen fremder Sender richtig übermittelt werden können.

[2]) Die drahtlose Steuerung des ehem. Linienschiffes „Zähringen" der Reichsmarine, die in der letzten Zeit in der Tagespresse besprochen wurde, basiert auf den damaligen Versuchen der Torpedoinspektion.

Das Verhalten kurzer Wellen in unmittelbarer Nähe des Senders.

Von **J. Fuchs**, Wien.

Die maßgebenden Theorien über die Ausbreitung kurzer elektrischer Wellen suchen die Verschiedenheit des Radioempfanges zwischen Tag und Nacht durch eine veränderliche Ionenkonzentration der höchsten Atmosphärenschichten darzustellen. Als unterste Grenze muß hierfür, wie aus einer Diskussion von Pedersen[1]) hervorgeht, etwa $\geqq 70$ km angesetzt werden.

Ich konnte nun schon seit 1926 beobachten, daß bei Verwendung der Frequenzen von 7 und 10 Megahertz ($\lambda = 43$ und 30 m) während der Nachtstunden ein Feldstärkeabfall bereits auf 10 km Entfernung vom Sender eintrat (Wien—Klosterneuburg bei Wien) und zwar von 40 $\mu V/m$ bei Tag auf 3 $\mu V/m$ bei Nacht; sehr oft wurde der Sender (20 Watt) überhaupt nicht gehört.

Systematische Untersuchungen dieser Erscheinung ergaben die in den Fig. 1a—1e wiedergegebenen Lautstärkekurven. Im einzelnen ist hierzu zu bemerken:

1a) Sender OHK2 in Deutsch-Altenburg bei Wien, beobachtet in Wien I; Entfernung $d = 43$ km, $f = 4.2$ Megahertz (ca. 70 m), Röhrenleistung = 900 Watt. Tag: 12. Februar 1928.

1b) Sender OHK in Deutsch-Altenburg bei Wien, beobachtet in Wien I; $d = 43$ km, $f = 7.6$ Megahertz (39,5 m), Röhrenleistung = 900 Watt. Tag: 11. Dezember 1927.

1c) Sender OHK2, beobachtet in Bratislava (Preßburg) Tschechoslowakei; $d = 15$ km. Die übrigen Daten wie bei 1a.

1d) Sender EAKL in Klosterneuburg bei Wien, beobachtet in Wien I; $d = 10$ km, $f = 8.7$ Megahertz (34,5 m), Röhrenleistung: 20 Watt. Tag: 21. April 1928.

1e) Sender EAGP in Wien XIII, beobachtet in Wien I; $d = 7$ km, $f = 8.2$ Megahertz (36,5 m), Röhrenleistung = 20 Watt. Tag: 30. April 1928.

Mit Ausnahme von 1c) wurden die Beobachtungen von mir vorgenommen.

Sie zeigen eindeutig, daß schon bei geringsten Entfernungen vom Sender (unter 7 km)[2]) ein Einfluß des veränderlichen Beleuchtungsstandes der Sonne vorhanden ist.

Die erwähnten Sender wurden, wie das eingelaufene Beobachtungsmaterial zeigte, zur Nachtzeit dieser Sendeperioden in Entfernungen über 1000 km ausnahmslos mit bedeutend größeren Feldstärken aufgenommen, so daß die in 5—40 km Entfernung während der Nachtstunden beobachteten Feldstärkenabnahmen zweifelsfrei auf die Ausbildung der Skipzone zurückzuführen sind.

Es soll nun unter verschiedenen Annahmen eine Darstellung dieser Beobachtungen durch die Theorie einer starken Ionenkonzentration in der höchsten Atmosphäre versucht werden. Hierzu werde ich jene Zahlenwerte benutzen, die Pedersen in seinem fundamentalen Werke (l. c.) abgeleitet hat. Nach ihm ist die Höhe der maximalen Ionendichte bei Tag mit etwa 120 km anzunehmen (S. 205).

Bei den hier allein in Betracht kommenden Raumwellen unterliegen folgende (für die Ausbreitung maßgebende) geometrische Bestimmungsstücke wegen der mit der Tageszeit veränderlichen Ionenkonzentration in den höchsten Atmosphärenschichten, Veränderungen mit einer täglichen Periode:

1. Höhe des Scheitelpunktes C der Welle (Fig. 2),
2. Größe des Krümmungsradius bei C.

Eine Darstellung der vorgenannten Beobachtungen würde nun unter folgenden veränderten Gesichtspunkten gelingen:

a) Herabsetzung der unteren Grenze der sog. Kennelly-Heaviside-Schicht bis auf wenige Kilometer vom Erdboden bzw. bis zu ihm selbst herab.

[1]) P. O. Pedersen, The Propagation of Radio Waves, Copenhagen, G. E. C. Gad, 1927, S. 205.

[2]) Anm. bei der Korrektur: Mittlerwelle vorgenommene Versuchsreihen mit der 20-m-Welle haben einen Tagesgang schon bei 4 km Entfernung feststellen lassen.



b) Verringerung des Krümmungsradius bei C durch Vergrößerung des Elevationswinkels ψ oder durch Annahme einer stärkeren Ionisierung.

Fall a): Unter Annahme des Verlaufes des Brechungsindexes in der ionisierten Schicht, wie er für einen Sommertag bei Pedersen (l. c. Fig. IX, 14) gegeben ist, und einem von Lage und Eigenwelle der Antenne abhängigen Elevationswinkel von angenommen 45°, ergibt sich für eine Frequenz von 8 Megahertz (37,5 m) ein Krümmungsradius von 14 km. Das Auftreten so kleiner Krümmungsradien zeigt den Fall einer normalen Reflexion an, h wird also im vorliegenden Falle nahezu gleich der Strecke $S—M$ sein. Wenn nun, wie beobachtet, $S—R=$ 7 km ist, so müßte die untere Grenze der ionisierten Schichte — unveränderte Ionenkonzentration vorausgesetzt — dann zu etwa 3,5 km Höhe angenommen werden!

Wollte man hieraus Folgerungen ziehen, so wäre bloß jene zu erwähnen, daß dann ein Vergleich mit dem gemessenen Tagesgang der elektrischen Leitfähigkeit

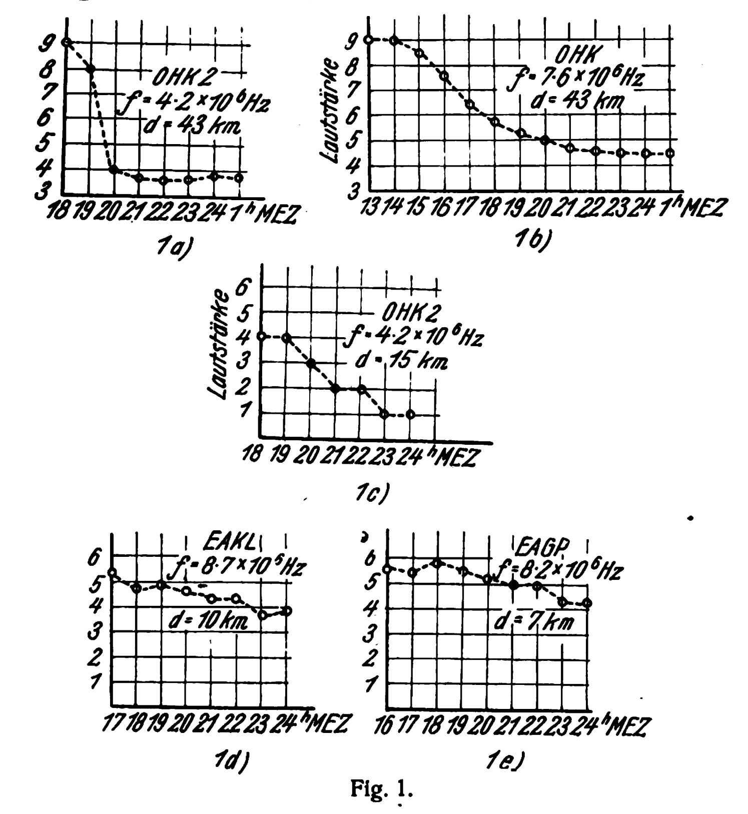


Fig. 1.

sowie der Ionenzahl in der Troposphäre möglich sein müßte. Das Verhalten der elektrischen Wellen erfordert ein Maximum beider Faktoren zu Mittag und ein Minimum um Mitternacht. Die Beobachtungen[3]) zeigen aber übereinstimmend das Maximum in der Nacht und das Minimum bei Tag, demnach einen gerade entgegengesetzten Verlauf.

Fall b): Er schließt die Möglichkeit in sich, daß elektrische Wellen bei Tag auf dem in Fig. 3 bezeichneten Wege zu dem Orte R gelangen. Geometrisch ergibt sich für die Strecke $S—R$ ein Krümmungsradius bei C von praktisch $= 0$ und ein Elevationswinkel von 88°. Bei Verwendung der vorzitierten Werte von Pedersen für den Verlauf des Brechungsindex innerhalb der Schicht, kommt man nun zu dem Ergebnis, daß eine solche Reflexion $S—C—R$ nur bei Tag und bei Antennen mit direkter Strahlung in die Höhe möglich ist. Bei Nacht würde

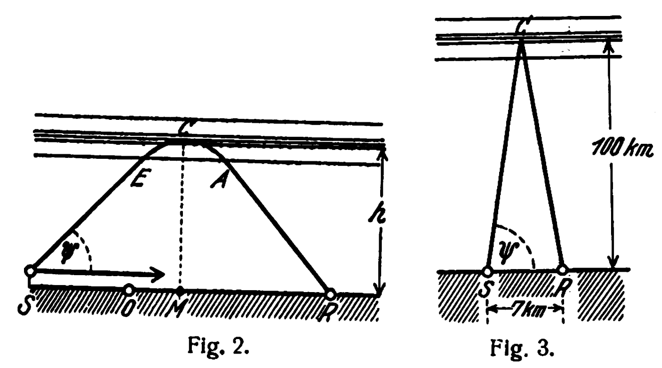


Fig. 2. Fig. 3.

jede Strahlung mit der Frequenz von 8 Megahertz und mit diesem Elevationswinkel wegen des dann resultierenden negativen Krümmungsradius die ionisierten Schichten durchdringen und überhaupt nicht mehr zur Erde zurückkehren. Tatsächlich wurden aber die Sender in der Nacht hinter der Skipzone stets ausgezeichnet gehört.

Es wäre noch der Fall zu diskutieren, daß der Verlauf der Ionisation mit der Höhe (ihren Beginn erst über 70 km vorausgesetzt) ein anderer als in der Theorie von Pedersen ist. Um eine Erklärung nach Fall b zu ermöglichen, wäre hierzu notwendig, daß die Ionisation in der Nacht bedeutend stärker angenommen wird als bisher. Dann könnte bei einem Elevationswinkel von 88° auch bei Nacht ein sehr kleiner, von Null nicht viel verschiedener Krümmungsradius resultieren, um die nötige steile Reflexion zu veranlassen.

Eine solche Annahme ist aber nicht zu machen, ohne große Schwierigkeiten in die Darstellung der Ausbreitungsvorgänge über große Distanzen hineinzubringen: Jede stärkere Ionisation reduziert auch die Nachtreichweiten aller übrigen Wellenlängen, und zwar würden sie im vorliegenden Falle (wie sich leicht abschätzen läßt, wenn man berücksichtigt, daß sich der Krümmungsradius am Scheitelpunkt des Strahles von dem negativen Werte Pedersens über $-\infty$ und $+\infty$ auf etwa $+0$ reduzieren muß) fast bis auf Tagesreichweiten herabgesetzt werden.

Zusammenfassung: Systematische Beobachtungen an Kurzwellensendern ergaben, daß bereits in einer Entfernung von 7 km vom Sender (und wahrscheinlich auch noch darunter) eine eindeutige Abhängigkeit der Feldstärke vom Beleuchtungsstand der Sonne vorhanden ist. Verschiedene Annahmen, die gemacht wurden um diese Beobachtungen mit Hilfe der Theorie einer starken Ionenkonzentration in der höchsten Erdatmosphäre (Kennelly-Heaviside-Schicht) darzustellen, erwiesen sich als unzulänglich.

Eingegangen am 3. Juli 1928.

[3]) V. F. Heß, Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen, Braunschweig, Vieweg, 1926, S. 31 und 40.

Ueber eine Methode zur Erzeugung von sehr kurzen elektromagnetischen Wellen.

Von August Žáček, Prag.

Im Juni-Hefte der Proceedings Inst. Radio Eng. **16**, S. 729, 1928, beschreibt Herr Hitedsugu Yagi eine Methode, die gestattet, mit Hilfe eines Magnetrons sehr kurze, ungedämpfte elektromagnetische Wellen zu erzeugen. Genau dasselbe Verfahren habe ich schon vor vier Jahren ausgearbeitet. Diesbezügliche tschechisch geschriebene Mitteilung mit ausführlicher französischer Zusammenfassung ist im Juni-Hefte 1924 der tschechischen Časopis pro pěst. math. a fys. (Zeitschrift für Math. und Phys.) **53**, S. 378, 1924, veröffentlicht. In einer Arbeit des Herrn J. Sahánek, Phys. Zs. **26**, S. 375, 1925, ist die oben erwähnte Arbeit zitiert und das Wesentliche der Methode kurz beschrieben. Das Verfahren ist auch durch das tschechoslowakische Patent Nr. 20 293[1]) (angemeldet am 31. Mai 1924, erteilt am 15. Februar 1926) geschützt.

Um zu zeigen, daß die Methode des Herrn Yagi mit meiner schon früher beschriebenen vollständig identisch ist, will ich im Folgenden die deutsche Uebersetzung des wichtigsten Teiles meiner oben zitierten Arbeit wiedergeben:

„. . . Davon ausgehend habe ich eine Methode zur Erzeugung ungedämpfter, elektrischer Schwingungen ausgearbeitet. Die dabei verwendete Elektronenröhre enthält nur zwei Elektroden — eine gerade Glühkathode und eine zylindrische, konzentrisch mit der Kathode angeordnete Anode — aber kein Gitter. Die Anode wird durch eine zwischen Glühdraht und Anode eingeschaltete Batterie auf eine gegen den Glühdraht positive Spannung gebracht, so daß die aus der glühenden Kathode austretenden Elektronen sich mit Beschleunigung radial zur Anode bewegen. Die Röhre wird in einer Magnetisierungsspule derart montiert, daß die Achse der Spule mit der Kathode der Röhre — einem in der Achse des Anodenzylinders gerade ausgespannten Glühfaden — zusammenfällt und somit das Magnetfeld der Spule mit dem Glühfaden parallel ist.

Wird durch die Spule ein Gleichstrom, dessen Intensität allmählich vergrößert wird, geleitet, so werden die Bahnen der sich bewegenden Elektronen gekrümmt, die Elektronen fliegen gegen die Anode nicht mehr senkrecht, sondern unter einem spitzen Winkel, der um so spitzer wird, je größer die Intensität des Magnetfeldes ist. Bei einer bestimmten kritischen Intensität des magnetischen Feldes erreichen die aus der Glühkathode austretenden Elektronen nicht mehr die Anode, sondern kehren in einer Kurve zur Kathode zurück. Dasselbe kann auch an einem Milliamperemeter, das in dem Anodenkreise eingeschaltet ist, beobachtet werden: der Ausschlag des Zeigers fängt erst beim Ueberschreiten der kritischen Intensität des Magnetfeldes an, schnell zu sinken. Durch das konstante magnetische Feld wird daher die radiale, nicht periodische Bewegung der Elektronen in eine krummlinige, periodische Bewegung umgewandelt. Das ist der Grund für das Entstehen der elektrischen Schwingungen nach der neuen Methode. Wird daher zwischen die Kathode und die Anode ein schwingungsfähiges System eingeschaltet, so werden in ihm ungedämpfte elektrische Schwingungen erzeugt.

Bei meinen Versuchen verwendete ich ein kleines Gleichrichterrohr mit einer zylindrischen Anode (Durchmesser ca. 8 mm), in deren Achse eine Kathode — ein gerader Wolframdraht — ausgespannt war. Die Emission betrug ca. 20 mA. An die Kathode und Anode wurde einfach je ein gerader Draht („Antenne") angelegt; diese Antennen, die zueinander parallel waren, wurden mit einem Lechersystem sehr lose gekoppelt, welches zur Wellenlängebestimmung der Schwingungen diente. Die Anordnung wird in der definitiven Publikation ausführlich beschrieben werden. Wird der Gleichstrom in der Magnetisierungsspule vom Nullwert an langsam erhöht, ändert sich zuerst die Lage des Zeigers des Anodenmilliamperemeters nicht; wird aber die kritische Intensität des magnetischen Feldes überschritten, dann fängt der Ausschlag des Anodenmilliamperemeters an, sehr schnell zu sinken, gleichzeitig aber merken wir, daß in dem System elektrische Schwingungen entstehen. Wird die Intensität des Magnetfeldes noch weiter erhöht, sinkt der Anodenstrom sehr schnell auf Null, gleichzeitig aber verschwinden auch die Schwingungen.

Aus den bisherigen, vorläufigen Messungen kann geschlossen werden:

1. Die Wellenlänge ist von dem angeschlossenen System unabhängig, nur die Intensität der Schwingungen hängt von der Länge der „Antennen" ab.

2. Die Wellenlänge ist abhängig vom Durchmesser der Anode, von der Anodenspannung und der Intensität des magnetischen Feldes. Wie schon erörtert, erreicht die Intensität der Schwingungen ihren maximalen Wert bei einer gewissen kritischen Intensität H_k des Magnetfeldes, die wieder von der Größe der jeweilig angewendeten Anodenspannung E_a abhängig ist. Die Beziehung der Wellenlänge bei den kritischen Verhältnissen zu der Intensität des Magnetfeldes und der Größe der Anodenspannung läßt sich angenähert durch folgende Formeln ausdrücken:

$$\lambda = \frac{a}{H_k},$$

$$\lambda = \frac{A}{\sqrt{E_a - B}},$$

wo a, A, B konstante Größen bedeuten.

3. Die kürzeste Wellenlänge, die ich mit den mir zur Verfügung stehenden Mitteln erzeugen konnte, betrug ca. 29 cm bei der Anodenspannung von ca. 300 Volt.

Die weiteren Versuche sind im Gange."

Prag, am 6. Juli 1928.

II. Phys. Inst. d. Karls-Universität.

(Eingegangen am 9. Juli 1928.)

[1]) Die Ansprüche des Patents haben folgenden Wortlaut:

1. Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Schwingungen mit Hilfe eines Entladungsrohres, dadurch gekennzeichnet, daß ein konstantes, mit der Kathode paralleles magnetisches Feld und eine entsprechende Spannung an den Elektroden verwendet wird, wodurch elektrische Schwingungen entstehen, deren Frequenz gegeben wird durch die Spannungen an den Elektroden, durch die Intensität des Magnetfeldes und Dimensionen der Elektroden.
2. Einrichtung nach dem Anspruch 1., dadurch gekennzeichnet, daß eine Dreielektrodenröhre verwendet wird, wobei das Gitter eine Vorspannung haben kann.

Zusammenfassender Bericht. Ueber neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten.

Von **Ferdinand Trendelenburg,** Berlin-Siemensstadt.

(Fortsetzung.*)

Wir wollen uns nun den Untersuchungen zuwenden, welche über die Aufzeichnung und Wiedergabe von Schall durch Sprechmaschinen durchgeführt wurden. Es wird sich hierbei im Interesse einer geschlossenen Darstellung dieser Arbeiten nicht ganz vermeiden lassen, hier schon kurz einige Fragen zu streifen, welche eigentlich erst in den späteren Abschnitt über Schallempfänger hineingehören. Es ist dies vor allen Dingen die Frage, wie man vorteilhaft nach modernen Gesichtspunkten die Schallvorgänge auf die Platten niederschreibt.

In der älteren Literatur und in den Handbüchern findet man nur wenige und meist nur ganz allgemeine Angaben über die Sprechmaschinen; ein Umstand, der darin begründet liegt, daß die ausführenden Firmen ihre Konstruktionen möglichst geheimzuhalten bestrebt waren; die allgemeinere Behandlung der Aufgaben und der Arbeitsweise der Sprechmaschinen hat erst in jüngster Zeit eingesetzt.

Der von Th. A. Edison im Jahre 1877 erfundene Phonograph besitzt als Schallempfänger eine Membran (meist aus Glimmer, Holz oder Glas), welche einen Stift (meist einen Saphir) trägt. Der Stift trägt die Membranschwingungen in Form einer Furche, deren Tiefe entsprechend der Membranelongation variiert, in eine Wachswalze ein. Die Bewegung des Schreibstiftes erfolgt senkrecht zur Schreibfläche. Zur Wiedergabe dient eine ähnlich ausgerüstete Membran: eine Nadel läuft in der Furche und bewegt nun ihrerseits die Wiedergabemembran. Der Phonograph wurde bald überholt von dem von E. Berliner 1898 angegebenen Grammophon, das eine größere Lautstärke bei besserer Klangwiedergabe erzielt. Die Anordnung ist hier so getroffen, daß die Bewegung des Schreibstiftes nicht senkrecht zur Schreibfläche, sondern paralell zu ihr erfolgt, die Schreibfläche des Grammophons ist überdies keine Walze, sondern eine wagerechte Platte. Zwischen Membran und Schreibstift, sowie zwischen Nadel und Wiedergabemembran ist eine Hebelübertragung eingeschaltet, die einen besseren Wirkungsgrad als denjenigen des einfachen Phonographen erreicht.

Bei Besprechung der einzelnen Teile des Grammophons wollen wir uns zunächst kurz mit demjenigen System befassen, das für alle Grammophontypen im wesentlichen gleich ist und dessen Eigenschaften praktisch festliegen: es ist dies die Platte.

Ueber die Eigenschaften der Grammophonplatte und insbesondere auch über die auf diesen Platten niedergeschriebene Kurvenschrift finden sich Angaben in einer Arbeit von Germershausen[16a]). Die Breite der Furche beträgt etwa 0,06 mm, der mittlere Abstand zweier Furchen etwa 0,24 mm; ist der Radius der Platte 300 mm, so können wir (bei Freilassung eines zentralen Teiles von 120 mm ⌀) eine Furchenspirale von etwa 240 m Länge auf einer Platte unterbringen. Es ist einleuchtend, daß für die bei der Wiedergabeapparatur verwendete Nadel ausgezeichnete Materialeigenschaften verlangt werden müssen, da sie einen so langen Weg ohne allzugroße Abnutzung zurücklegen muß.

Für die Amplitude der Kurve stehen nach dem oben Gesagten nur etwa 0,1 mm zur Verfügung. Wir wollen jetzt zunächst kurz überlegen, in welcher Weise wir eine Niederschrift leiten müssen, um eine möglichst günstige Ausnutzung des zur Verfügung stehenden Raumes zu erzielen[17]). Wir wollen annehmen, daß im primären Schallfeld ein Schallvorgang von der Form $p_1 \sin \omega t$ vorherrscht. Dieser Schallvorgang gräbt auf der Platte eine Kurvenschrift $x = x_1 \sin \omega t$ ein; und es interessiert uns nun zunächst die Frage: wie müssen wir die Frequenzabhängigkeit von x einrichten, um eine möglichst günstige Plattenausnutzung zu erzielen; haben wir diese Frequenzabhängigkeit festgelegt, so müssen wir sie für die Konstruktion der Wiedergabeapparatur genau berücksichtigen, da wir anderenfalls keine frequenzgetreue Wiedergabe des ursprünglichen Schallvorgangs erzielen können.

Es erscheint bei oberflächlicher Betrachtung das Vorteilhafteste, die Niederschrift so zu leiten, daß bei Veränderung der Frequenz ω die Amplitude der Kurvenschrift konstant bleibt, oder aber, mit anderen Worten, daß keine Frequenzabhängigkeit für das Verhältnis des Druckes im Schallfeld zur Amplitude der Kurve auf der Platte besteht. Ein solches Vorgehen würde zwar eine gute Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Fläche zwischen zwei Kurven bedeuten, es würde aber einen anderen sehr schwerwiegenden Nachteil bedeuten. Mit zunehmender Frequenz nimmt die Länge der einzelnen Wellen auf der Platte ab, bei gleichbleibender Amplitude wird also der Krümmungsradius der Sinuswellen an ihren Umkehrpunkten immer kleiner und schließlich so klein, daß die Niederschrift und insbesondere auch die Wiedergabe einer derartigen Kurve bei höheren Frequenzen unüberwindliche Schwierigkeiten macht. Man ist daher dazu gezwungen, die Niederschrift so zu leiten, daß man bei gleichen Drucken im Schallfeld nicht gleiche Amplituden, sondern, daß man gleiche Geschwindigkeiten erhält. Man schreibt also vor:

$$x_1 = p_1/\omega \tag{4}$$

Für sehr tiefe Frequenzen (unterhalb etwa 200 Hertz) ist man zu Abweichungen von der Vorschrift (4) gezwungen; will man in den akustisch wichtigsten Bereichen eine möglichst gute Uebertragung erreichen, so darf — absolut betrachtet — wegen der Störungen durch Nadelgeräusche die Kurvenamplitude nicht zu klein werden. Dies würde aber bedeuten, daß man dann für die tiefsten, akustisch weniger wichtigen Frequenzen bereits in die Nachbarfurche

*) I. Teil ds. Jahrbuchs 32, S. 27, 1928; II. Teil ds. Jahrbuchs 32, S. 94, 1928; III. Teil ds. Jahrbuchs 32, S. 131, 1928.

[16a]) W. Germershausen, Helios, Fachzeitschr. f. Elektrot. 28, S. 229, 241, 1922. Es sei hier insbesondere auch noch auf eine Arbeit von L. Hajek: Zur Technik der Schallaufnahmeverfahren hingewiesen, Monatsschrift f. Ohrenheilkunde und Laryngo-Rhinologie, 62. Jahrg. S. 808, 1928.

[17]) Vergl. hierzu insbes. J. P. Maxfield und H. C. Harrison, Bell Syst. Techn. Journ. 5, S. 493, 1926.

hineingerät. Man begnügt sich daher für diese tiefsten Frequenzen mit einem Kompromiß und arbeitet für diese mit konstanter Amplitude. Auch ergibt sich für die höchsten Frequenzen (oberhalb 5000) die Notwendigkeit, statt der konstanten Geschwindigkeit konstante Beschleunigung vorzuschreiben, um einen zu geringen Wert des Krümmungsradius zu vermeiden. Diese notwendigen Kompromisse führen zu Klangverzerrungen in den tiefsten und in den höchsten Tonlagen.

Wir wollen im folgenden nun zunächst die Niederschrift der Kurve besprechen. Hierbei können wir das rein mechanische Verfahren, trotzdem dies bis vor kurzem in der

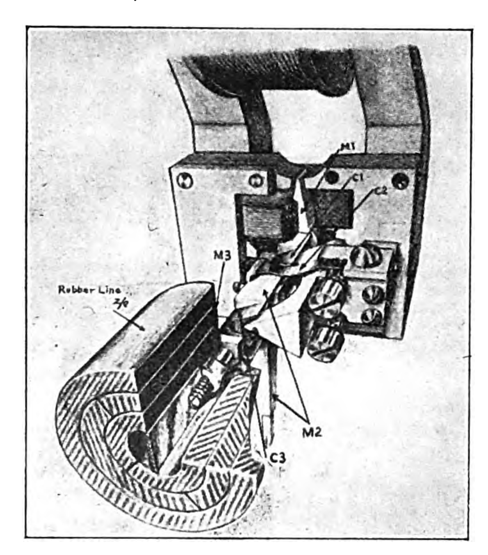


Fig. 10.
Elektromagnetischer Tonschreiber.

Sprechmaschinenindustrie allgemein üblich war, unberücksichtigt lassen, da es durch die in letzter Zeit entwickelten elektromechanischen Verfahren völlig überholt worden ist. Die Nachteile des rein mechanischen Verfahrens waren die unvermeidlichen, insbesondere durch Membran- und Trichterresonanzen bedingten Verzerrungen und die trotz aller Verbesserungen nicht genügend zu steigernde Empfindlichkeit. So bedingte z. B. die geringe Empfindlichkeit eine außerordentlich sorgfältige und gezwungene räumliche Anordnung der einzelnen Instrumente bei der Aufnahme eines Orchesters, eine Unbequemlichkeit, die von dem Aufnehmenden und von den Künstlern als gleich störend empfunden wird und die natürliche Wirkung auf das stärkste beeinflußt.

Einen großen Fortschritt bedeutete es, statt der mechanischen Empfänger elektrische Empfänger zu verwenden. Die besten elektrischen Empfänger sind praktisch schwellenwertfrei. Sie besitzen eine nahezu gleichmäßige Empfindlichkeit für den gesamten akustisch wichtigen Frequenzbereich und eine hervorragende Amplitudentreue. Die Aufnahme gewinnt an Natürlichkeit, da die Aufstellung der Künstler und der Instrumente unter den gewohnten Bedingungen erfolgen kann[18]. In ganz besonderem Maße besserte sich die Aufnahme großer Orchester und Chöre; ist es doch möglich, den elektrischen Schallempfänger verhältnismäßig weit entfernt von den Schallquellen einzusetzen, so daß ein sehr gleichmäßiges Bild entsteht.

Auf die Konstruktion und die Uebertragungsgüte der elektrischen Empfänger werden wir erst später im Abschnitt Schallempfänger zu sprechen kommen, wir wollen uns jetzt hier gleich den Fragen zuwenden, welche die Gewinnung der Kurvenschrift auf der Platte mit Hilfe der vom Schallempfänger gesteuerten Verstärker betreffen. Wir wollen hierbei die Uebertragung bis zum Endrohr des Verstärkers als klangrein annehmen: es sei also die Spannung am Gitter des Ausgangsrohres des Verstärkers stets proportional zur Druckamplitude im Schallfeld, und insbesondere sei dies Verhältnis frequenzunabhängig.

J. P. Maxfield und H. C. Harrison[19]) haben eingehend einen elektromagnetischen Apparat zur Niederschrift von Grammophonkurven diskutiert, der im folgenden kurz besprochen sei:

Fig. 10 zeigt den Apparat; der Schreibstift M_2 wird hierbei durch den Anker M_1 eines polarisierten Relais angetrieben. Um die Arbeitsweise beurteilen zu können, stellten Maxfield und Harrison Betrachtungen über die Analogien an, welche zwischen einem derartigen mechanischen System und einem analog gebauten elektrischen Filter bestehen. Wir hatten bereits im ersten Teil dieses Berichtes auf die Analogien hingewiesen, welche zwischen akustischen Schwingungsgebilden und elektrischen Schwingungsgebilden auftreten. Insbesondere hatten wir gesehen, daß wir die Betrachtung der akutischen Filter in ähnlicher Weise durchführen konnten, wie dies bereits bei den elektrischen Systemen eingehend geschehen ist. Auch die mechanischen schwingungsfähigen Systeme können ähnlich angefaßt werden. Solch kompliziertes Gebilde, wie es der oben abgebildete elektromagnetische Apparat zur Niederschrift von Grammophonkurven darstellt, läßt sich als ein System von gekoppelten Schwingungssystemen auffassen, und dementsprechend kann man dann ein elektrisches Ersatzschema angeben.

Auf Grund ähnlicher Betrachtungen, wie wir sie im Abschnitt 1 bei der Skizzierung der Theorie der akustischen Filter durchführten, läßt sich das folgende vergleichende Schema für die entsprechenden mechanischen und elektrischen Größen aufstellen.

Mechanisch		Elektrisch	
Kraft	f (dyn)	Spannung	e (Volt)
Geschwindigkeit	v (cm/sec)	Strom	i (Ampére)
Verschiebung	s (cm)	Laduug	q (Coulomb)
Impedanz	z (dyn sec/cm)	Impedanz	Z (Ohm)
Für dyn sec/cm) wird auch der Ausdruck „mechanische Ohm“ gebraucht.			
Mechanische Kapazität[20])	c (cm/dyn)	Kapazität	C (Farad)
Masse	m	Induktivität	L (Henry)

Fig. 11.
Analogieschaltbild des Tonschreibers.

Das elektrische Ersatzschema, das Maxfield und Harrison für den in Fig. 10 abgebildeten Apparat aufstellten, zeigt Fig. 11. Nach dem oben Gesagten ist nun an die Apparatur die Forderung zu stellen, daß im akustisch

[18]) Vgl. hierzu insbesondere H. Backhaus: Konzertmäßige Musikübertragung. Siemenszeitschrift 1928, Heft 5.

[19]) J. P. Maxfield und H. C. Harrison, Bell Syst. Techn. Journ. 5, S. 493, 1926.

[20]) Der Ausdruck „mechanische Kapazität“ ist hier für das in der amerikanischen Literatur verwendete Wort „Compliance“ gesetzt, für das ein entsprechendes deutsches Wort fehlt. Der reziproke Wert der als mechanische Kapazität bezeichneten Größe ist die Direktionskraft

wichtigen Bereich die Geschwindigkeitsamplitude des Schreibstiftes der Spannungsamplitude am Gitter des letzten Rohres und damit der Druckamplitude proportional wird, und daß dieses Verhältnis insbesondere unabhängig von der Frequenz bleibt. Wir haben dementsprechend also zu untersuchen, ob das analog gebaute elektrische Filter

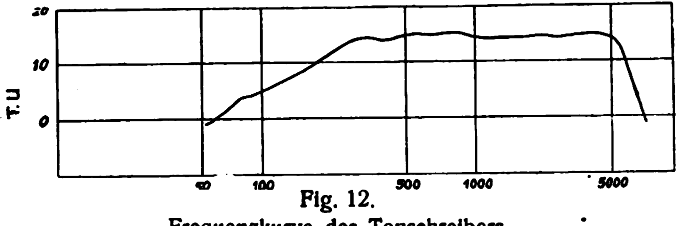


Fig. 12.
Frequenzkurve des Tonschreibers.

(Fig. 11) im gesamten akustisch wichtigen Bereich hinreichend gleichmäßige Durchlässigkeit besitzt. Es läßt sich zeigen, daß sich durch geeignete Abstimmung der einzelnen Systeme und durch geeignete Dämpfung die geforderte Breite in der Durchlässigkeit erreichen läßt. Besonders wichtig ist hierbei die Dämpfungsfrage. Bei dem Apparat zur Aufzeichnung der Kurvenschrift fehlt die akustische

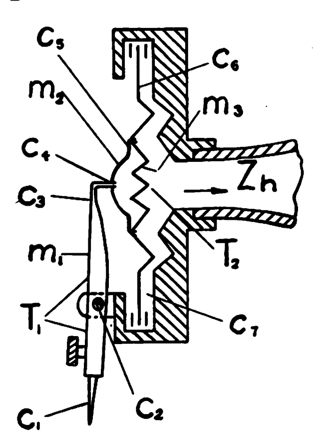


Fig. 13.
Tonabnehmer (Schalldose).

Strahlungsdämpfung, die bei der später zu behandelnden Wiedergabedose vorhanden ist. Es hat sich daher als erfolgreich gezeigt, eine künstliche Dämpfung anzubringen; die Dämpfung wird durch ein Gebilde aus Cordgummi bewirkt („Rubber-line", Fig. 10).

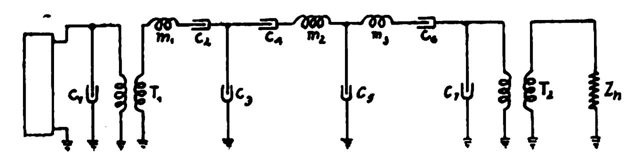


Fig. 14.
Analogieschaltbild des Tonabnehmers.

Wir wollen hier nun noch kurz an einer Eichkurve zeigen, wie weit ein solches System, wie es in Fig. 10 dargestellt ist, nun den Anforderungen der Klangtreue genügt. Fig. 12 zeigte eine solche von Maxfield und Harrison aufgenomme Kurve; bemerkt sei, daß die Ordinaten in logarithmischem Maßstab gezeichnet sind, so daß der Abfall nach tiefen und nach hohen Frequenzen hin wesentlich stärker ist, als er nach der logarithmischen Darstellung scheint. Die Uebertragung in dem wichtigsten Bereich, zwischen etwa 300 Hertz und 5000 Hertz, kann aber als recht gleichmäßig bezeichnet werden. Leider ist aus der Arbeit nicht recht ersichtlich, wie die in Frage stehende Frequenzkurve gewonnen wurde,

In ganz ähnlicher Weise behandelten Maxfield und Harrison die Wiedergabeapparatur. Eine Skizze der Schalldose, der Nadel mit dem Uebertragungshebel und des Trichtersatzes zeigt Fig. 13; als Trichter wurde zwecks Raumersparnis ein gefalteter Exponentialtrichter verwendet. Das elektrische Ersatzschema zeigt Fig. 14, die Eichkurve wieder in logarithmischem Maß die Fig. 15.

Es sei erwähnt, daß man sich auch zur Wiedergabe insbesondere für den Fall, daß man größere Schalleistungen benötigt, vorteilhaft eines elektrischen Tonabnehmers und eines Lautsprechers bedient. Ein derartiges Vorgehen gestattet bei Verwendung geeigneter Lautsprecher ein noch besseres Herausholen der tiefsten Frequenzen und ergibt auch bei großen Lautstärken gute Linearität.

E. W. Kellogg[21]) behandelt den elektrischen Tonabnehmer. Er läßt sich zeigen, daß sehr viel davon abhängt, den Uebertragungshebel bei geringem Gewicht möglichst starr zu machen. Kellogg gibt auch eine Uebersicht über die Konstruktion von Magnetsystemen für diese Apparate.

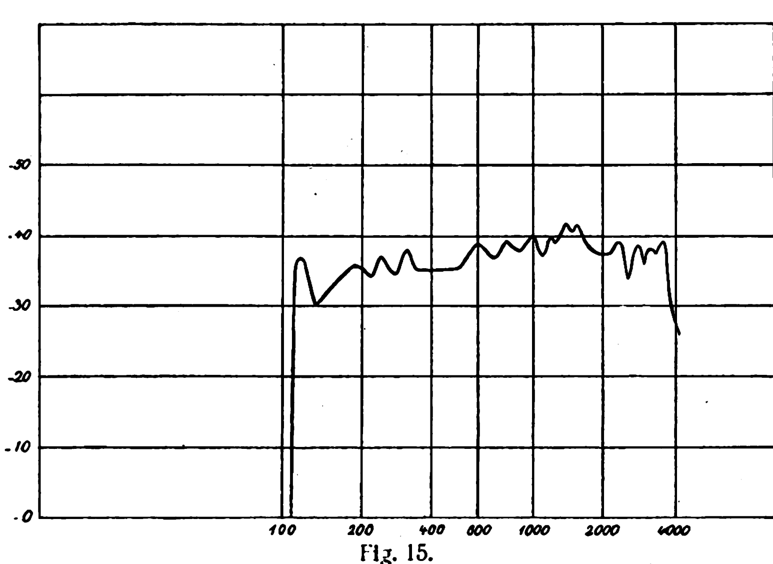


Fig. 15.
Frequenzkurve des Tonabnehmers.

Im Zusammenhang mit der Behandlung der Grammophone sei auch noch kurz auf die neuere Entwicklung der photographischen Aufzeichnung von Schallvorgängen hingewiesen, Arbeiten, die für die Durchbildung des sprechenden Filmes von Bedeutung sind. Ueber das sogenannte Triergonverfahren hat inzwischen J. Engl[22]) in einem Buche berichtet. Arbeiten auf diesem Gebiet führte auch A. O. Rankine[23]) durch. Ein näheres Eingehen auf diese Fragen ist aber hier nicht möglich, da es sich bei den auf diesem Gebiet zu lösenden Aufgaben mehr um solche der photographischen Optik als um solche aus der Akustik oder Elektroakustik handelt. Die akustischen Probleme, welche mit dem sprechenden Film zusammenhängen, sind solche des Schallempfangs oder der Schallwiedergabe, die an anderer Stelle bereits behandelt sind.

21) E. W. Kellogg, Journ. Amer. Inst. Electr. Eng. 46, S. 1041 (Diskussion auf S. 1273) 1927. Vgl. zu dieser Frage auch K. Norden, ETZ 48, S. 261, 1927.

22) J. Engl, Der tönende Film, Braunschweig 1927. Das Buch enthält auch Ausführungen über die oben erwähnten Fragen der elektr. Grammophontechnik.

23) A. O. Rankine, Proc. Phys. Soc. 31, S. 242, 1919 u. 32, S. 78, 1920 Nature 108, S. 276, 1921; Proc. of the Opt. Convention 2, S. 909, 1926

Ganz kurz sei hier noch das sogenannte Ultraphonprinzip[24]) gestreift. Setzt man in ein und dieselbe Furche einer Grammophonplatte zwei Abnahmedosen ein, wobei die Wegdifferenz zwischen den beiden Nadeln etwa $^1/_{10}$ sec beträgt, so erhält man, wenn man jede Dose auf einen Schalltrichter wirken läßt, subjektiv eine große Steigerung der Lautstärke. Es sei darauf hingewiesen, daß dieser Lautstärkengewinn nur ein scheinbarer ist und dadurch bedingt wird, daß dem Gehör ein starker raumakustischer Effekt vorgetäuscht wird. Gibt man beispielsweise Sprache oder Gesang wieder, so fällt dann kurz nach Ablauf jeder Silbe ein Echo auf das Gehör; dieses täuscht eine scheinbar größere Klangfülle vor.

Wir hatten uns bis jetzt mit solchen Apparaten befaßt, bei denen der Gesichtspunkt der klanggetreuen Wiedergabe in großen Frequenzbereichen im Vordergrund steht. Wir wollen uns jetzt den Arbeiten zuwenden welche den weiteren Ausbau von Sendern bestimmter Frequenz betreffen. Die Entwicklung der „Tonsender" im eigentlichen akustischen Gebiet liegt meist schon gewisse Zeit zurück. Ich denke hier vor allen Dingen an Stimmgabeln, welche als Frequenznormale für akustische Messungen eine

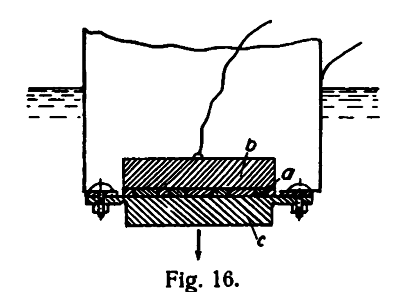


Fig. 16.
Skizze eines Quarzsenders für Wasserschall.

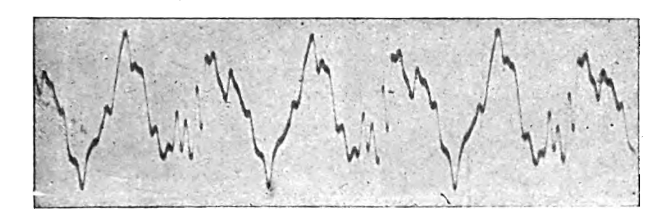
hervorragende Rolle spielen, an Sirenen[24a]) für Luftschall, an Pfeifen und dergleichen. Erwähnt sei auch der elektrodynamische Fessenden-Sender und der elektromagnetische Sender der Signalgesellschaft auf dem Wasserschallgebiet. Auf einem Spezialgebiet außerhalb der eigentlichen Akustik hat aber gerade die letzte Zeit eine rasche Entwicklung gebracht. Es ist dies das Gebiet der ultrasonoren Schallsender. Den Anstoß zu Arbeiten auf diesem Gebiet gaben im wesentlichen wohl praktische Gesichtspunkte. Es ist verhältnismäßig leicht möglich, ultrasonore Schallwirkungen als Strahl zu richten, wodurch eine höhere Energiekonzentration am Empfänger erzielt werden kann. Für die Aufgaben des Wasserschalls (Bezeichnung von Hafeneinfahrten u. dgl.) kann der gerichtete Schallstrahl ultrasonorer Frequenz vorteilhaft verwendet werden.

Zur Erregung ultrasonorer Schallwellen bedient man sich meist des piezoelektrischen Kristalls, ein Verfahren, das für ultrasonore Unterwassertelegraphie von Langevin[25]) angegeben wurde. Es ist bekannt, daß es leicht gelingt, einen piezoelektrischen Kristall durch elektrische Wechselspannungen zu mechanischen Schwingungen anzuregen. Es werden z. B. die Piezokristalle mit besonderem Vorteil als Frequenznormale[26]) für die Schwingungszahlen der drahtlosen Telegraphie benutzt. Einen piezoelektrischen Wasserschallsender baute Langevin. Da es schwer ist, genügend große Quarzkristalle zu erhalten, setzt Langevin den Sender aus kleinen Stücken mosaikartig zusammen, die Stärke der Quarzstücke beträgt etwa 2 mm. Fig. 16 zeigt den Sender im Durchschnitt, a ist der Mosaikbelag, b und c sind Stahlplatten von etwa 3 cm Stärke, auf die der Quarz gekittet ist. An die Stahlplatten wird die zum Betrieb verwendete Wechselspannung angelegt. Die Eigenschwingungszahl eines derartigen Schwingungssystems liegt in Gegend von 40000 Hertz. Es liegt außerhalb des Rahmens dieses Berichtes, die technischen Anwendungen dieses Senders für ultrasonore Wellen, z. B. für Zwecke der Echolotung, näher zu besprechen. Es sei dieserhalb auf andere Veröffentlichungen[27]) verwiesen.

Auch für Luftschall höchster Frequenzen hat man sich mit Vorteil piezoelektrischer Quarze bedient. Pierce[28]) benutzte solche Sender zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Luft bei höchsten Frequenzen bis herauf zu $1{,}5 \cdot 10^6$ Hertz. Hier seien ferner noch Untersuchungen erwähnt, welche Wood und Loomis[29]) mit Piezoquarzen als Schallsender in Oel durchführten, Untersuchungen, bei denen sehr große elektrische Energien am Quarz angriffen und die eine Reihe neuer und eigenartiger Erscheinungen zeigten. Wood und Loomis erregten den Piezoquarz durch einen 2-kW-Röhrensender; die Spannung am Kristall betrug etwa 50000 Volt. Es wurden Quarzplatten von 7—14 mm Stärke verwendet, die im Bereich von 100000 bis 700000 Hertz zu arbeiten gestatteten. Der Schallsender befand sich auf dem Boden eines mit Oel angefüllten Glasgefäßes. Unter der Wirkung des Schalldrucks bildet sich an der Oberfläche über dem Schallsender ein Oelbuckel von bis zu 7 cm Höhe, Oeltröpfchen werden bis etwa 40 cm hoch emporgeschleudert. Der Druck gegen eine auf die Oberfläche gehaltene Glasplatte von 8 cm ∅ war so groß, daß diese mit einem Gewicht von 150 g belastet werden konnte. Die im Oelgefäß vorhandene Schwingungsenergie war zu außerordentlichen Wirkungen imstande, so wurden z. B. interessante biologische Wirkungen ausgelöst. Kleine Fische und Frösche, die den Schallwellen ausgesetzt waren, wurden innerhalb weniger Minuten getötet.

Wir wollen die Besprechung der Arbeiten über die Schallsender nicht schließen, ehe wir nicht noch eine Schallsendergruppe gestreift haben, die in ihrer Vielseitigkeit besonderes Interesse beanspruchen kann, aber auch gerade wegen ihrer Vielseitigkeit einer systematischen Behandlung vom physikalischen Standpunkt aus bislang nur schwer zugänglich war; es ist dies das Gebiet der Musikinstrumente. Seit den Arbeiten der klassischen Akustik — ich denke an Helmholtz und Lord Rayleigh — sind lange Zeit hindurch nur wenige systematische Arbeiten auf dem Gebiet der physikalischen Akustik der Musikinstrumente geleistet worden. Erst in jüngster Zeit setzt eine eingehende theoretische und experimentelle Durchforschung dieser Schallsender ein. Hier sind vor allen Dingen die Untersuchungen des indischen Forschers C. V. Raman[30]) zu nennen, der zusammen mit seinen Mitarbeitern außerordentlich wertvolles Material über die Musikinstrumente zusammengetragen hat.

24) Vgl. hierzu E. Lübcke ZS. d. V. D. I, Bd. 70, S. 496, 1926.
24a) Ueber Luftschallsirenen vgl. insbesondere auch: W. Kunze, Jahrb. d. Hafenbautechn. Gesellsch. Bd. 9, S. 185, 1926.
25) Vgl. Bureau hydrographique international, Monaco, Publication speciale Nr. 3, Okt. 1924 und Nr. 14, August 1926. La Technique moderne 19, S. 425, 1927, Nr. 14.
26) Vgl. den zus. Ber. von A. Scheibe, Jahrb. f. drahtl. Telephonie u. Telegraphie 29, S. 120, 1927.
27) Literatur unter 25) Vgl. außerdem E. Lübcke, Akustische Lotverfahren, Geräte u. Erfahrungen, ZS. d. V. D. I. Nr. 36, S. 1245, 1927.
28) G. W. Pierce, Proc. Amer. Acad. 60, S. 271, 1925. Eine ausführliche Arbeit über Piezoquarzplatten als Sender und Empfänger hochfrequenter akustischer Schwingungen hat kürzlich F. W. Hehlgans veröffentlicht. Ann. d. Physik (IV) Bd. 86, S. 587, 1928.
29) R. W. Wood and A. L. Loomis, Phil. Mag. (VII) 4, S. 417, 1927.
30) C. V. Raman, Musikinstrumente und ihre Klänge, Handbuch d. Physik von H. Geiger u. K. Scheel, Bd. VIII (Akustik) Kap. 8, Berlin 1927, Verl. v. J. Springer.



1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.
0,03	1,00	0,18	0,11	0,19	0,19	0,15	0,13	0,04	0,11	0,14

12.	13.	14.	15.	16.	17.	18.	19.	20.	21.	22.
0,11	0,08	0,11	0,02	0,05	0,10	0,08	0,08	0,05	0,09	0,03

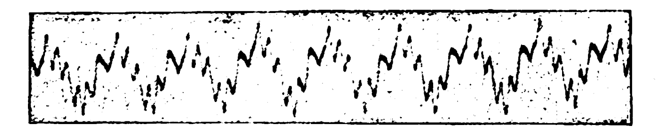
23.	Partialton
0,02	Amplitude

Fig. 1. Stradivariusgeige, *g*, 196 Hertz.



1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	Partialton
0,67	1,00	0,47	0,45	0,46	0,31	0,30	0,07	0,05	0,10	0,06	Amplitude

Fig. 2. Storionigeige, e_2 auf der *e*-Saite, Metall, 660 Hertz.



1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	Partialton
1,00	0,34	0,18	0,32	0,12	0,09	0,29	0,12	0,07	0,08	0,08	Amplitude

Fig. 3. Storionigeige, e_2 auf der *e*-Saite, Darm, 660 Hertz.

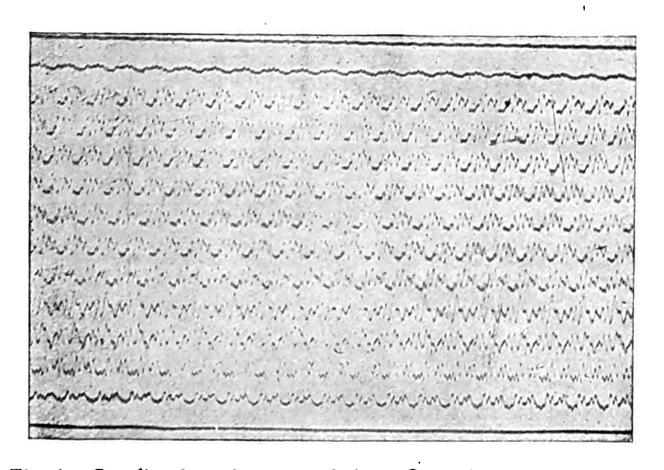
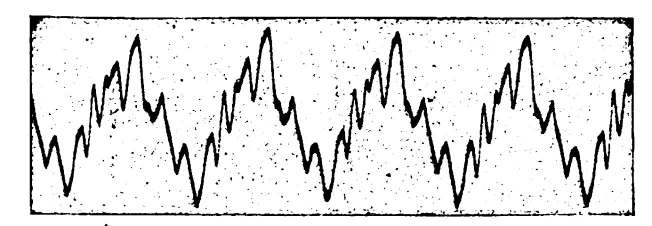


Fig. 4. Stradivariusgeige, e_2 auf der *e*-Saite, Metall, 660 Hertz.



1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.
1,00	0,04	0,23	0,07	0,44	0,31	0,26	0,02	0,06	0,07	0,07

12.	13.	14.	15.	Partialton
0,04	0,03	0,02	0,01	Amplitude

Fig. 5. Stradivariusgeige, fis_1 auf der *d*-Saite, 370 Hertz.

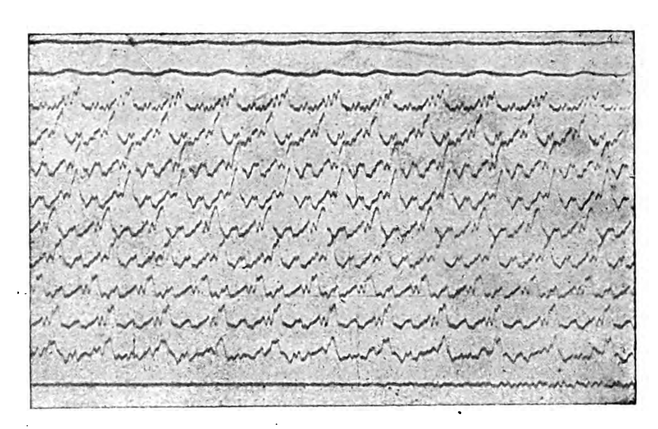


Fig. 6. Stradivariusgeige, *g* auf der *d*-Saite, 392 Hertz.

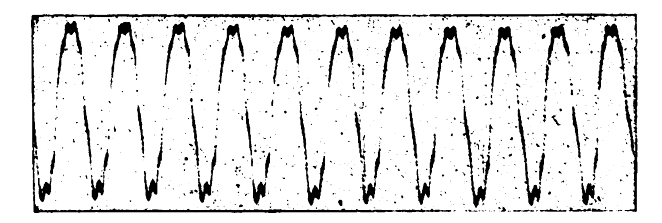
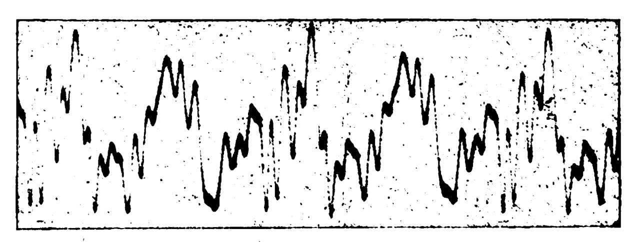


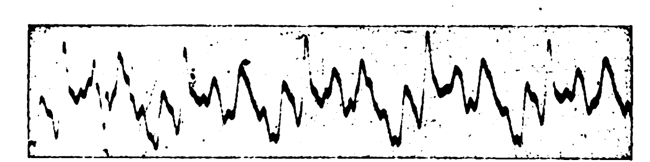
Fig. 7. Guadagninigeige, *a* auf der *a*-Seite, 440 Hertz.



1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.
0,32	1,00	0,71	0,60	0,29	0,32	0,14	0,55	0,29	0,19	0,28	0,00	0,19	0,14

15.	16.	17.	18.	19.	20.	21.	Partialton
0,13	0,38	0,11	0,17	0,17	0,12	0,15	Amplitude

Fig. 8. Carlo Bergonzigeige, *g*, 196 Hertz.



1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.	15.	Partialton
0,6	0,68	0,34	0,61	1,00	0,56	0,19	0,41	0,16	0,07	0,14	0,03	0,03	0,06	0,08	Amplitude

Fig. 9. Stradivariusgeige, g_1, auf der *d*-Saite, 392 Hertz.

In besonders eingehender Weise hat sich Raman mit der Theorie der gestrichenen und der geschlagenen Saiteninstrumente befaßt. Eingehende theoretische Studien über die Saitenbewegung wurden durchgeführt. Die Abhängigkeit der Saitenschwingung von Bogendruck und Bogengeschwindigkeit bzw. von Hammeranschlag wurde studiert. Eine Darstellung dieser interessanten Fragen würde ein für den Rahmen dieses Berichtes zu intensives Eingehen auf theoretische Einzelprobleme fordern, es kann auch um so mehr hierauf verzichtet werden, als Raman[31]) selbst diese Fragen kürzlich zusammenfassend behandelte. Andere Untersuchungen wurden über die Klänge von Musikinstrumenten durchgeführt, um aus den Eigenschaften der Klänge auf die Arbeitsweise der Instrumente selbst Schlüsse ziehen zu können. Die Kenntnis der Eigenschaften der Klänge der Musikinstrumente ist aber auch von unmittelbarem praktischen Wert — denken wir z. B. an die Aufgaben der klanggetreuen Schallübertragung, für die eine Kenntnis dieser Eigenschaften von großer Bedeutung ist. Es sei deshalb gestattet, hier gerade die Arbeiten auf diesem Gebiet noch etwas ausführlicher zu behandeln.

C. Stumpf, dessen grundlegende Arbeiten über das Wesen der Sprachklänge wir früher[32]) eingehend gewürdigt haben, brachte inzwischen als Anhang zu seinem Buch über die Sprachklänge[33]) Mitteilungen über die Eigenschaften der Klänge von Musikinstrumenten.

Wir hatten früher[34]) festgestellt, daß die grundlegende Frage, wie weit die Klänge der Musikinstrumente nur durch die relative Lage ihrer Teiltöne definiert sind oder wie weit sie auch (ähnlich wie die Sprache in den Formanten) charakteristische, in ihrer absoluten Lage feste Tonbereiche enthalten, noch nicht restlos geklärt ist.

Nach den Versuchen von Stumpf treten neben den beweglichen Formanten nun in der Tat auch feste Formanten auf; es ist ja auch physikalisch sehr einleuchtend, daß Schwingungsgebilde bestimmter räumlicher Konfiguration jeweils bestimmte bevorzugte Tonlagen oder Resonanzlagen aufweisen. Stumpf gibt derartige charakteristische Tonbereiche wie folgt an:

Instrument	Grundton	Annähernd feste Maxima	Beweglicher Hauptformant
Tenorposaune	c c^1	$c^1 — e^3$	$c^2 — c^3$ $c^3 — c^4$
B Trompete	c^1 c^2	$c^2 — c^3$	$g^2 — g^3$ $g^3 — c^4$
A Klarinette	cis cis^1 fis^1 fis^2	$cis^4—gis^4$	$cis^2—cis^3$ $gis^2 (cis^3)—gis^3 (cis^4)$ $fis^3—cis^4$ $fis^4—cis^5$
B Klarinette	c^1 c^2 c^3	$d^4 — b^4$	$e^3 — b^3$ $c^4 — d^5$ c^5
Kontrafagott Fagott	C G c c_1	$c^2 — g^2, c^4 — c^4$	$g^1 — c^2$ $d^2 — g^2$ $c^2 — g^2$ $c^3 — g^4$

[31]) C. V. Raman a. a. O.

[32]) Vgl. hierzu F. Trendelenburg, Methoden und Ergebnisse d. Klangforschung. Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. Bd. 28, S. 84, 1926.

[33]) C. Stumpf, Die Sprachlaute, Experimentell-phonetische Untersuchungen nebst einen Anhang über Instrumentalklänge, Berlin, J. Springer 1926. Vgl. auch C. Stumpf, ZS. f. Physik, 38, S. 745, 1926.

[34]) a. a. O. (1) S. 87.

Die Untersuchungen über die Eigenschaften der Musikklänge versprechen insbesondere neuerdings tiefergehende Aufschlüsse über die Eigenschaften und die physikalische Arbeitsweise der Instrumente selbst; ist man doch durch die zahlreichen systematischen Arbeiten, die auf dem Gebiet der Klangaufzeichnung geleistet wurden, in der Lage, diese Klänge auch mit einer für detaillierte Deutung ausreichenden Genauigkeit aufzuzeichnen und zu analysieren. Ueber solche Untersuchungen, welche allerdings bisher nur

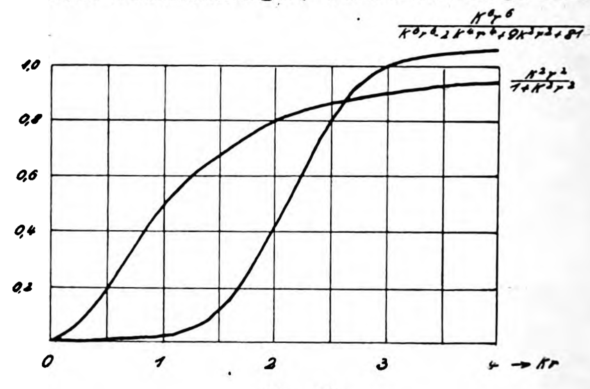


Fig. 17.
Strahlungseigenschaften von Kugelstrahlern.

an dem Hauptinstrument des modernen Orchesters, der Geige, durchgeführt wurden, berichtete H. Backhaus[35]) auf der letztjährigen Physikertagung.

Zur Aufnahme der Klänge diente bei diesen Versuchen das Hochfrequenz-Kondensatormikrophon nach H. Riegger; das Mikrophon steuerte über einen Widerstandsverstärker eine hoch abgestimmte Oszillographenschleife.

Einige für Geigenklänge typische Klangbilder sind in Tafel 1 abgedruckt. Es sei zunächst erwähnt, daß eine sehr eigentümliche, von anderen Forschern[36]) mit einfacheren Mitteln bereits gefundene Beobachtung erneut bestätigt wurde: es zeigte sich nämlich wieder, daß die Grundschwingung sehr tiefer Geigenklänge nur wenig hervortritt. So ergeben z. B. die Analysen der Fig. 1 und 8 Amplituden des Grundtones (g, 192 Hertz) von nur 3 bzw. 32%, wenn wir die Amplitude des stärksten Partialtones (in diesem Falle des zweiten) willkürlich gleich 100% setzen. Die Erklärung dieser Tatsache sucht Backhaus in den Strahlungseigenschaften des Geigenkörpers; berechnet man nämlich auf Grund einer Formel von Lord Rayleigh die abgestrahlte Leistung von Kugelstrahlen, so ergeben sich die in Fig. 17 dargestellten Verhältnisse. Als Abszisse ist in diesem Diagramm der Wert $k \cdot r$, wobei r der Kugelradius und $k = \frac{\pi}{\lambda}$ ist, aufgetragen. Die Ordinaten sind proportional der abgestrahlten Leistung, bezogen auf konstante Geschwindigkeitsamplitude der Strahlenoberfläche. Die eine Kurve stellt die Funktion

$$\frac{k^2 \cdot r^2}{1 + k^2 r^2} \qquad (5)$$

[35]) H. Backhaus, Ueber Geigenklänge, ZS. f. techn. Phys. 8, S. 509, 1927. Weitere Mitteilungen insbesondere über Richtwirkungseigenschaften von Geigen und über die Schwingungsform des Geigenkörpers gab H. Backhaus auf der Hamburger Naturforschertagung 1928, der Vortrag erscheint demnächst in der Ztschr. f. techn. Physik.

[36]) Auch neuerdings ist diese Tatsache wieder anderweitig bestätigt worden. Vgl. M. Grützmacher, Eine neue Methode der Klanganalyse Ztschr. f. techn. Physik, 8, S. 506, insbesondere die dortige Abbildung 4 auf Tafel IX; W. S. Kasansky und S. N. Rschevkin Untersuchung der Klangfarbe der menschlichen Stimme und der musikalischen Streichinstrumente, Ztschr. f. Physik 47, S. 233, 1928.



dar, sie ist der Ausdruck für die Leistung des Kugelstrahlers nullter Ordnung. Die andere Kurve ist die Funktion

$$\frac{k^6 r^6}{k^6 r^6 - 2 k^4 r^4 + 9 k^2 r^2 + 81} \tag{6}$$

ein Ausdruck, der für den sektoriellen Strahler zweiter Ordnung gilt. Es scheint nach Untersuchungen, welche A. Seiffert[37]) durchführte, als ob sich die Geige in ihren Eigenschaften denen eines sektoriellen Strahlers zweiter Ordnung nähere. Verfolgt man nun auf Fig. 17 den Verlauf der abgestrahlten Leistung des Strahlers zweiter Ordnung bei wachsendem kr, also, mit anderen Worten, bei wachsender Frequenz, so sieht man, daß die Leistung bei einem bestimmten Wert (kr etwa gleich 1,5) rasch ansteigt; höhere Frequenzen werden viel stärker, tiefere sehr schwach gestrahlt. Nimmt man nun für den Kugelradius entsprechend den Ausdehnungen der Geige den Wert 18 cm an und berechnet dann kr für die Frequenz 192 (g), die die erwähnten Klangbilder als Grundton besitzen, so erhält man kr : 0,67; einen Wert, für den sich nach der obigen Kurve nur sehr geringe Ausstrahlung ergibt. Bemerkt sei hier auch noch, daß das physikalisch objektive starke Nachlassen des Grundtones subjektiv nur wenig in Erscheinung tritt, da der physikalisch schwache Grundton im Ohr durch Kombinationstonbildung wieder auftritt[38]).

Interessant sind auch die Aufnahmen, welche mit verschiedenem Saitenmaterial bei gleicher Höhe des Grundtones gewonnen wurden. Fig. 3 der Tafel stellt den Klang eines e_2 auf der Darmsaite, Fig. 2 der Tafel denjenigen einer Metallsaite dar. Der Unterschied in der Struktur der beiden Klangbilder ist wohl im wesentlichen auf die verschiedenen Werte der Reibung zwischen Bogen und Metallsaite bzw. Bogen und Darmsaite zurückzuführen. Die Reibung und der Bogendruck sind nach den Forschungen Ramans[39]) von Einfluß auf die Schwingungsform der Saite selbst. Neben Schwingungsformen der Saite, bei denen nur eine Unstetigkeit vorkommt (giebelförmige Kurve; Helmholtzscher Schwingungstyp, auch Schwingungstyp erster Ordnung genannt), sind Schwingungstypen mit mehreren Unstetigkeiten, deren Ordnungszahl man entsprechend der Zahl dieser Unstetigkeiten bezeichnet, möglich. Im Schwingungstyp jeder Ordnung ist die Partialschwingung von der betreffenden Ordnungszahl vorherrschend. So scheint bei Fig. 3 eine Saitenschwingung vom ersten Schwingungstyp, in Fig. 2 eine solche von höherem Typus vorgeherrscht zu haben. Fig. 4 der Tafel ist ein Ausschnitt aus einer durchgehenden Aufnahme des ganzen Striches auf einem e_2 einer leeren Metallsaite einer Stradiviusgeige. Man erkennt, daß die Schwingungsform nur kurze Zeit vom ersten Typus ist, später treten dann höhere Typen auf. Wertvolles weiteres Material versprechen solche Untersuchungen, welche gleichzeitig an der Saite selbst und am Klang vorgenommen werden.

[37]) Vgl. A. Seiffert, Arch. f. Musikwissenschaft, 4, S. 456, 1922.
[38]) Ueber Versuche, wie sich die Klangfarbe eines Klanges beim Eliminierung des Grundtons und mehrerer Obertöne ändert, vgl. H. Fletcher, Phys. Rev. 23, S. 427, 1924.
[39]) C. V. Raman, Indian Assoc. Bull. 15, S. 1—158, 1918.

Aus zahlreichen Aufnahmen mit den verschiedensten Klängen an den verschiedensten Geigen wurden Feststellungen über die Resonanzlagen der Geigen gemacht. In Fig. 18 ist das Ergebnis dieser Untersuchungen qualitativ gekennzeichnet. Stets wurde ein Gebiet kräftiger Resonanz in Gegend etwa 3000—4000 Hertz festgestellt, und zwar lag dieses Gebiet um so höher und trat um so gut isolierter in Erscheinung, je „besser“ das betreffende Instrument war. Backhaus diskutierte insbesondere auch die Frage, worin die Unterschiede zwischen guten und schlechten Geigen begründet liegen. Diese Frage war früher bereits von Hewlett[40]) untersucht worden, der sich zur Untersuchung Rayleighscher Scheiben mit

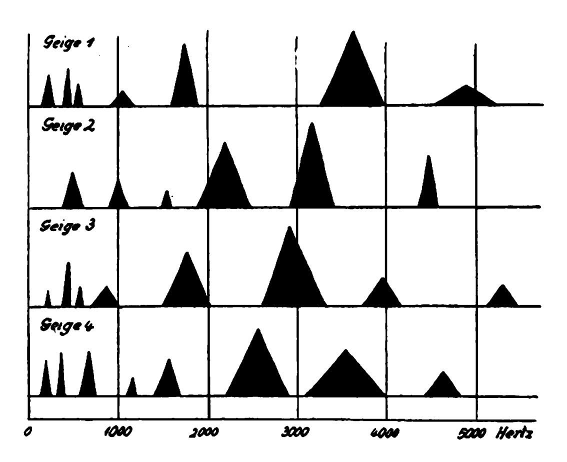


Fig. 18.
Resonanzgebiete verschiedener Geigen.

davorgesetzten Resonatoren bediente. Hewlett war zu dem Schluß gekommen, daß eine Geige um so „besser“ wirkt, je mehr Energie im Grundton gegenüber den Obertönen konzentriert ist. Diese Beobachtung konnte an einem sehr wertvollen Geigenmaterial, darunter zehn alten italienischen Geigen von hohem Wert und anerkannter Klangschönheit, die Backhaus zu untersuchen Gelegenheit hatte, nicht bestätigt werden. Es zeigten im Gegenteil Aufnahmen an einer Violine von Carlo Bergonzi aus dem Jahre 1737 (Kurve 8) und einer Stradivariusgeige von 1707 (Kurve 9), daß selbst Teiltöne beträchtlicher Höhe mit nennenswerter Amplitude vorhanden sind. Es erscheint im Gegenteil für die Güte einer Geige sehr wichtig, daß gerade ein recht hoher Tonbereich — in Gegend 3000—4000 Hertz — kräftig wiedergegeben wird, eine Klangverteilung, wie sie z. B. der Darstellung 1 der Fig. 18, welche für eine Stradivariusgeige gilt, entspricht.

Die Arbeit von Backhaus zeigt, inwieweit es einer modernen, auf sauberen physikalischen Grundlagen aufgebauten Methodik bereits gelingt, in diese so interessanten Gebiete einzudringen. Es ist zu hoffen, daß weiteres Material experimentell zusammengetragen werden kann, und daß diese Untersuchungen in noch engerem Zusammenhang mit den bisher auf diesem Gebiet geleisteten theoretischen Arbeiten durchgeführt werden.

[40]) C. W. Hewlett, Phys. Rev. 35, S. 359, 1912.

(Schluß folgt.)

Referate.

C. R. Moore u. **A. S. Curtis.** Die Analyse von Schwingungen im Gebiet der Sprachfrequenzen. (An analyzer for the voice frequency range.) The Bell Syst. Techn. Journ. **6**, 217—229, 1927.

Das Prinzip der Methode ist in Fig. 1 dargestellt. Der Tonstrom, dessen Frequenz etwa bis 5000/sec geht, wird dazu verwendet, um den Strom eines Röhrengenerators als Trägerstrom zu modulieren. Die Frequenz dieses Träger-

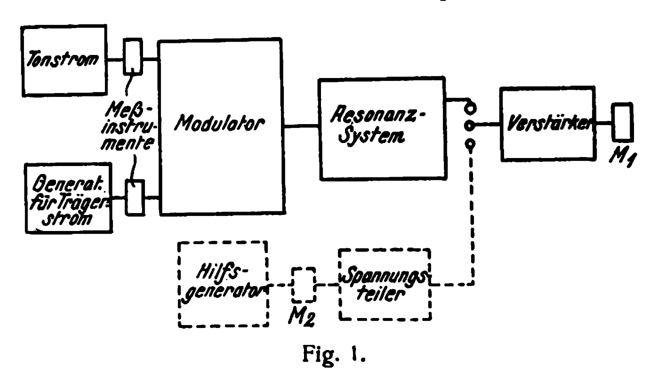


Fig. 1.

stroms ist veränderlich und zwar von etwa 11 000/sec bis etwa 11 000 + 5000/sec. Der modulierte Strom wirkt auf ein Resonanzsystem konstanter Frequenz, dessen Schwingungs-Amplitude durch einen Verstärker hindurch gemessen werden kann. Wird jetzt die Frequenz des Trägerstroms variiert, so bekommt das Resonanzsystem jedesmal eine maximale Amplitude, wenn in dem modulierten Strom eine Schwingung der Resonantorfrequenz vorhanden ist. Aus der Frequenz des Trägerstroms, bei der dies eintritt, folgt dann, welche Frequenz in der Tonschwingung enthalten war. Ist z. B. in der Tonschwingung eine Komponente der Frequenz 1000/sec vorhanden, so spricht das

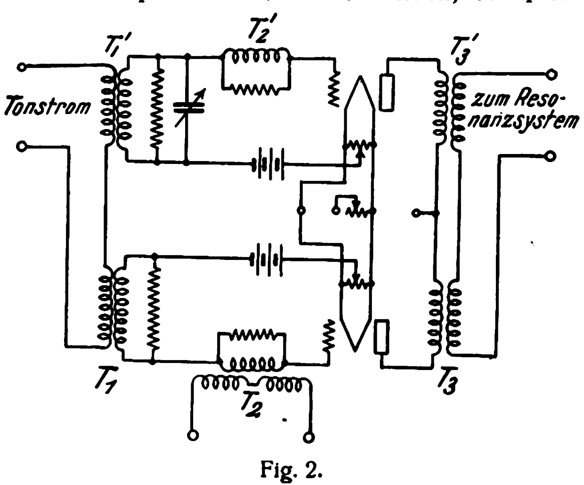


Fig. 2.

Resonanzsystem, das tatsächlich eine Frequenz von ungefähr 11 000/sec hat, an, wenn der Ueberlagerer auf der Frequenz 12 000 steht. Die Frequenz des unteren Seitenbandes ist ja dann 11 000.

Bezüglich der Ausführung dieser Methode ist noch folgendes zu sagen. Der Modulator besitzt eine Kompensationsschaltung (Fig. 2): Der Transformator T_1 bzw. T_1' ist so gewickelt, daß die Gitter der beiden Röhren Spannungen von entgegengesetztem Vorzeichen bekommen, die Transformatoren T_2 und T_2' — man hat bei T_2' ebenfalls die Ueberlagerer-Schwingungen zugeführt zu denken — so, daß sie im gleichen Sinne auf die Gitter wirken, die Transformatoren T_3 und T_3' so, daß in den Sekundärwindungen dieser Transformatoren die Differenz der Ströme in den Anodenkreisen der beiden Röhren zum Ausdruck kommt. Unter diesen Umständen wird die Trägerschwingung unterdrückt und mit ihr eine Reihe von Kombinationsschwingungen höherer Ordnung.

Der Generator für den Trägerstrom ist besonders einfach. Das ganze Frequenzgebiet, das er beherrschen soll (ca. 11 000 bis 16 000/sec) läßt sich durch einen einfachen Drehkondensator herstellen.

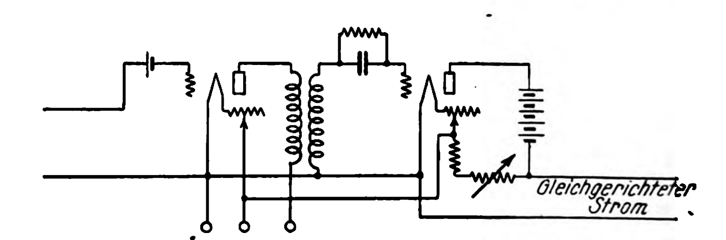
Als Resonanzsystem verwenden die Verfasser keinen elektrischen Schwingungskreis, sondern einen Stahlstab, dessen Longitudinalschwingungen durch einen Telephonmagneten, der in die Sekundärspule des Transformators T_3—T_3' eingeschaltet ist, erregt werden. In einem zweiten Telephonmagneten, der sich auf der entgegengesetzten Seite des Stahlstabs befindet, wird durch die Schwingungen des Stabes eine EMK induziert, die dem Verstärker (Fig. 1) und Meßinstrument M_1 zugeführt wird. Durch die Verwendung eines Stahlstabs an Stelle eines Resonanzsystems erreicht man den Vorteil geringerer Dämpfung und damit größerer Selektivität. Der Stahlsttb hat ein logarithmisches Dekrement von ca. $2 \cdot 10^{-4}$, während man mit einem elektrischen Schwingungskreis in diesem Frequenzgebiet nicht leicht unter ca. $1{,}5 \cdot 10^{-2}$ herunterkommt.

Die Amplitude der Schwingungen des Stabes und damit der zur Untersuchung stehenden Stromkomponente wird nicht direkt gemessen, sondern mit der Amplitude der Schwingungen eines Hilfs-Generators (Fig. 1) verglichen, der genau die Frequenz des resonierenden Systems hat (vgl. Fig. 2). Ein Spannungsteiler zwischen dem Hilfs-Generator und dem Verstärker wird dann so einreguliert, daß das Meßinstrument M_1 denselben Ausschlag zeigt, wie wenn der Modulator an den Verstärker angeschlossen ist.

J. Zenneck.

A. G. Landeen. Die Analyse von zusammengesetzten Schwingungen. (Analyzer for complex electric waves.) The Bell Syst. techn. Journ. **6**, 230 bis 247, 1927.

Es handelt sich hier um elektrische Schwingungen von Frequenzen, die bis 100000/sec, meist aber nicht über 40000. gehen. Die Methode ist im wesentlichen dieselbe, wie bei der vorstehenden Arbeit. Der zu analysierende Strom wirkt,



nachdem er mit Hilfe von zwei Verstärkerstufen mit Abstimmkreisen verstärkt wurde, zusammen mit dem Strom eines Röhrengenerators (Trägerstrom) auf einen Zweiröhren-Modulator mit Kompensation (vgl. Fig. 2 der vorstehenden Arbeit). Der Anodenstrom des Modulators induziert auf einen niederfrequenten Kondensatorkreis der Frequenz 800/sec und dieser auf einen Niederfrequenz-Verstärker und dann einen Gleichrichter, dessen Gleichstrom mit einem Gleichstrommesser gemessen wird. Die Frequenz des Trägerstroms ist regelbar und wird jeweils so eingestellt, daß die Kombinationsschwingung mit der zu untersuchenden Schwingung oder Schwingungskomponente die Frequenz

des festen Resonanzkreises (800/sec) ergibt. Die Messung der Amplitude erfolgt durch Vergleich mit den Schwingungen eines Generators mit regelbarer Frequenz und meßbarer Amplitude, der auf die Frequenz der zu untersuchenden Stromkomponente eingestellt wird.

Der Gleichrichter (vgl. Fig.), der schließlich den Strom für den Gleichstrommesser liefert, arbeitet mit Gittergleichrichtung, und zwar auf demjenigen Teil der Charakteristik, auf dem die Gleichstromänderung im Anodenkreis der Amplitude der Gitterspannung proportional ist. Die Schaltung des Gleichrichters ist in der nebenstehenden Figur gezeichnet (die Heizbatterie ist weggelassen); sie hat den Zweck, den Ruhestrom im Anodenkreis des Gleichrichters zu kompensieren.

Bezweckt wird mit dieser Anordnung folgendes. Es habe die zu messende Stromkomponente die Frequenz 20 000/sec. Man gibt dem Trägerstrom die Frequenz 20 800 und bekommt eine Kombinationsschwingung von der Resonanzfrequenz 800. Nun sei etwa gleichzeitig eine Komponente von der Frequenz 20 500 vorhanden, die mit dem Trägerstrom von der Frequenz 20 800 die Frequenz 300/sec liefert. Der Unterschied zwischen den ursprünglichen Frequenzen beträgt 2½%, derjenige zwischen den Kombinationsfrequenzen 800 und 300 ungefähr 40% von der Resonanzfrequenz 800. Der prozentische Unterschied zwischen diesen beiden Frequenzen ist also viel größer, und es ist infolge davon möglich, zwei Schwingungen, deren Frequenzen nur wenig voneinander verschieden sind, unbeeinflußt voneinander zu messen.

Die Arbeit enthält Beispiele für die Verwendung der Methode, Abbildungen und Beschreibungen der Apparate. Der Verfasser gibt an, die Methode gestatte Stromkomponenten mit einer Amplitude von der Größenordnung 10^{-7} Amp. mit einem Fehler von ungefähr 10% zu messen, auch dann, wenn eine Schwingung von nur wenig verschiedener Frequenz gleichzeitig vorhanden ist.

J. Zenneck.

Manfred von Ardenne. Ein empfindliches Röhrenvoltmeter für Hochfrequenz. E. T. Z. **49**, S. 565—567, 1928, Heft 15.

Für die Durchführung von Hochfrequenzmessungen sind Instrumente notwendig, deren Kapazität 10 cm nicht wesentlich übersteigt und die gleichzeitig geeignet sind, Scheitelspannungen von etwa 0,05 bis 1 Volt hinreichend genau zu messen. Die Instrumente sollen hierbei soweit frequenzunabhängig sein, daß sie mit Niederfrequenz geeicht und mit dieser Eichung für Hochfrequenz verwendet werden können. In der referierten Veröffentlichung ist ein Röhrenvoltmeter beschrieben, das ohne eine Anodenstrom-Kompensation arbeiten kann und trotzdem die angedeuteten Forderungen, insbesondere hinsichtlich der Empfindlichkeit vorzüglich erfüllt. Die Schaltung des Röhrenvoltmeters zeigt Fig. 1. Die Gleichrichtung geschieht hier durch eine Stufe, wo im Anodenkreis einer Röhre mit kleinem Durchgriff (3%) ein Widerstand von einigen Millionen Ohm liegt, der durch einen Kondensator für die Frequenz des zu messenden Wechselstromes überbrückt ist. Diese Gleichrichterart, die vom Verfasser schon früher auch für den Bau von Röhrenvoltmetern vorgeschlagen wurde[1]), besitzt eine besonders große Empfindlichkeit. Wie die Fig. 1 erkennen läßt, wird der Gleichrichtereffekt in dieser Stufe nicht unmittelbar gemessen, sondern die durch den Gleichrichtereffekt bewirkte Aenderung der Anodengleichspannung wird dem Gitter einer zweiten Röhre zugeführt und hier erst durch einen im Anodenkreis liegenden Strommesser beobachtet. Die Empfindlichkeit des Röhrenvoltmeters ist durch die galvanisch angekoppelte zweite Röhre, besonders wenn diese Röhre eine große Steilheit besitzt, der Empfindlichkeit des aus einer Röhre bestehenden Voltmeters weit überlegen. Für Messungen von Wechselspannungen, die einer Gleichspannung überlagert sind, ist, wie auch aus Fig. 1 hervorgeht, in den Gitterkreis ein Kondensator gelegt. Die Gittergleichspannung, die zur Einstellung des gewünschten Arbeitspunktes notwendig ist, wird der ersten Röhre durch einen Widerstand von

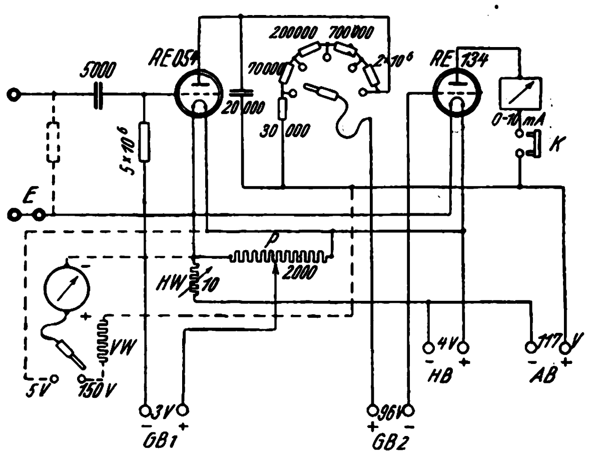


Fig. 1.

5×10^6 Ohm erteilt, der bei den meisten Hochfrequenzmessungen und auch bei vielen Niederfrequenzmessungen keine wesentliche Belastung darstellt. Die Abmessungen von Kondensator und Widerstand im Gitterkreis und auch die Abmessungen des Ueberbrückungskondensators im

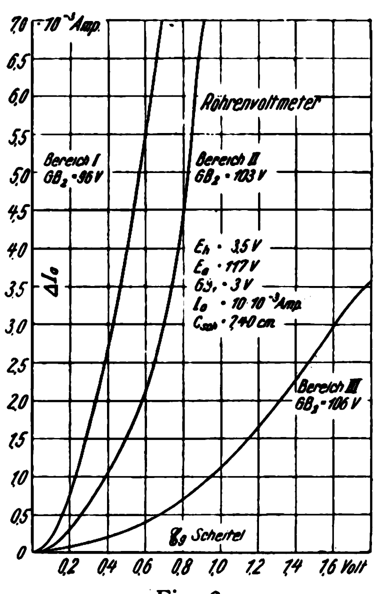


Fig. 2.

Anodenkreis sind in Fig. 1 so angegeben, daß alle Wechselspannungen mit Frequenzen über 100 Hertz gemessen werden können, ohne daß die Eichung, die am besten mit einer Frequenz des mittleren Hörbereichs erfolgt, ungültig wird. Damit durch die galvanisch angekoppelte zweite Röhre nicht die Gleichstromverhältnisse der ersten Röhre geändert werden, muß ihr Gitter gegenüber ihrem Heizwiderstand immer eine negative Vorspannung aufweisen. Zu diesem Zwecke ist in den Gitterkreis der zweiten Röhre

[1]) Jahrb. Bd. 29, S. 82, 1927, H. 3.

eine Batterie gelegt, deren Spannung gerade etwas größer ist als die im Arbeitspunkt an der ersten Röhre herrschende Anodenspannung. Um die Kapazität des Röhrenvoltmeters möglichst niedrig zu halten, wurde bei dem in der referierten Arbeit beschriebenen Ausführungsmodell die Gitterleitung in möglichst großer Entfernung von den anderen Leitungen verlegt. Vor dem Einbau in das Röhrenvoltmeter wurde die Kapazität des Gitters gegen Anode und Heizfaden bei der zur Gleichrichtung benutzten Röhre *RE* 054 zu 4,20 cm gemessen. Durch die Gitterleitung und die Anschlußleitung des Gitterableitewiderstandes stieg die Kapazität auf 7,4 cm, d. h. auf einen Wert, der für die meisten Hochfrequenzmessungen schon ausreichend klein ist. Durch das Potentiometer P in Fig. 1 wird der Arbeitspunkt auf der Charakteristik der ersten Röhre so eingestellt, daß das im Anodenkreis der zweiten Röhre liegende Instrument, dessen Meßbereich 10 Milliampere betrug, gerade seinen größten Ausschlag zeigte. Sobald das Röhren-Voltmeter an eine Wechselspannung gelegt wurde, stellte sich je nach der Größe der Wechselspannung ein mehr oder weniger kleinerer Stromwert im Anodenkreis der Röhre ein. Die genauen Eichkurven des Röhrenvoltmeters sind aus Fig 2 zu erkennen. Da in dem eingebauten Instrument noch Stromänderungen von $2 \cdot 10^{-5}$ Amp. abgelesen werden konnten, war es möglich, mit dem beschriebenen Röhrenvoltmeter Wechselspannungen mit dem Scheitelwert 0,03 Volt zu messen. Hierbei zeigte sich, daß bei Verwendung der üblichen Anodentrockenbatterien eine vollkommen ausreichende Konstanz der Spannungen und Ströme vorhanden war. Eine große Annehmlichkeit bei dem Arbeiten mit diesem Instrument ist, daß bei zu großen Wechselspannungen der Ausschlag des Meßinstrumentes nur auf Null zurückgeht und daher eine Ueberlastung kaum möglich ist. Durch Anwendung einer Kompensation des Anodenstromes der zweiten Röhre (bei K in Fig. 1) ist es möglich, noch Hochfrequenzwechselspannungen mit dem Scheitelwert 0,003 Volt und weniger zu messen. Allerding setzt dann die zur Kompensation notwendige Konstanz der Ströme konstantere Stromquellen als Anodentrockenbatterien voraus*).

M. v. Ardenne.

*) Anmerkung. Um eine Hochfrequenzwechselspannung mit dem Scheitelwert $3 \cdot 10^{-3}$ Volt noch messen zu können, muß entsprechend dem quadratischen Empfindlichkeitsgesetz des Gleichrichters das in der Kompensationsschaltung benutzte Galvanometer noch eine Anodenstromänderung von

$$\triangle J_{a_2} = 2 \cdot 10^{-5} \left(\frac{0,03}{0,003}\right)^2 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Amp.}$$

abzulesen gestatten. Da die Steilheit der Röhre RE 134 im Arbeitspunkt etwa $S = 2 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Amp.}}{\text{Volt}}$ beträgt und die Gleichspannungsverstärkung der vorhergehenden Stufe etwa 20fach ist, so entspricht der noch meßbaren Anodenstromänderung von $2 \cdot 10^{-7}$ Amp. eine (scheinbare) Gittergleichspannungsänderung von

$$\triangle E_{g1} = \frac{2 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 10^{-3} \cdot 20} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Volt}$$

in der ersten Stufe. Hiermit ist auch etwa die Grenze bei der Gleichspannungsverstärkung erreicht, die von R. Jäger und A. Kußmann in ihrer Arbeit „Über Gleichstromverstärkung, ihre Anwendung zu Meßzwecken und ihre Grenzen" (Physik. Zeitschr. 28, S. 645, 1927, H. 19) ausführlich untersucht worden ist. Wenn bei diesem Röhrenvoltmeter die Grenze für die Messung von Wechselspannungen auf 0,03 Volt herabgesetzt ist, trotz der durch Emissionsschwankungen gegebenen Grenze bei der Gleichspannungsverstärkung, so ist dies zum Teil auch auf die Empfindlichkeit der Anodengleichrichtung mit Röhren von kleinem Durchgriff und hohen Ohmschen Anodenwiderständen zurückzuführen. (Vgl. M. v. Ardenne „Über Anodengleichrichtung", Teil II, Jahrb. Bd. 31, S. 51, 1928, Heft 2.)

L. Bergmann. Ueber einen Röhrensender für kurze, ungedämpfte Wellen. Ann. d. Phys. **85**, S. 961—966, 1928.

Ausgehend von der unter dem Namen Dreipunktschaltung bekannten Rückkopplungsschaltung berichtet der Verfasser über seine Versuche, möglichst kurze, ungedämpfte Wellenlängen bei kontinuierlicher Wellenskala mittels Elektronenröhren zu erreichen.

Nach weitgehendster Reduzierung der äußeren Kapazität und Selbstinduktion wird die Verkleinerung der Wellenlänge (unter 1 m) bei Verwendung normaler Röhren in

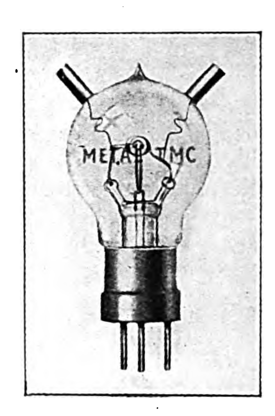


Fig. 1.

der Hauptsache durch die Gitteranodenkapazität verhindert und macht den Bau von Spezialröhren notwendig. Der Verfasser verwendete TMC-Röhren der Comp. des Campes-Paris, bei denen durch getrennte Herausführung sowohl der Gitter- wie der Anodenzuleitung (siehe Fig. 1) die

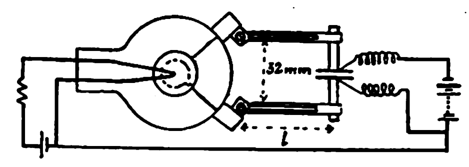


Fig. 2.

Gitter-Anoden-Kapazität auf ein Minimum herabgedrückt wird und die bei einem Heizstrom von 2,5 Amp. und 600 Volt Anodenspannung einen mittleren Anodenstrom von 40 mA hergeben.

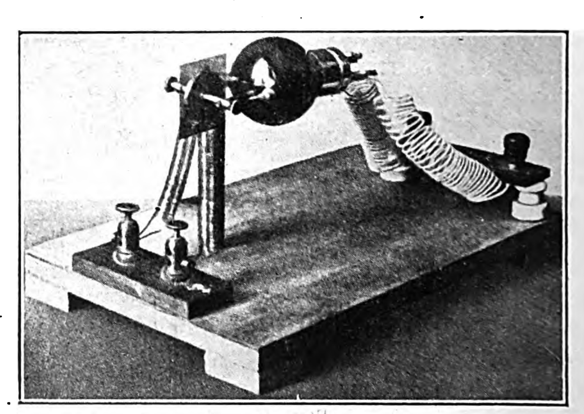


Fig. 3.

Es gelingt so, mit der Wellenlänge von 150 cm kontinuierlich bis 82 cm herunterzukommen, wobei sich allerdings die Energie mit abnehmender Wellenlänge dauernd verkleinert. Das endgültige Schaltbild der Anordnung zeigt Fig. 2, die photographische Wiedergabe Fig. 3.

W. Espe.

H. E. Hollmann. Ueber den Mechanismus von Elektronenschwingungen. Ann. d. Phys. **86**, S. 129 bis 188, 1928.

Die Arbeit behandelt die verschiedenen Arten von Elektronenschwingungen, die in der Bremsfeldschaltung von Barkhausen und Kurz auftreten können. Zunächst ist eine kurze Uebersicht über den bisherigen Stand der Erzeugung kurzer elektrischer Wellen mit Röhren gegeben. Danach beschäftigt sich der erste Teil mit Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz und solchen nach Gill und Morrell. Es wird gezeigt, daß beide Schwingungsarten in ein und derselben Anordnung, z. T. sogar nebeneinander bestehen können. Die Versuchsanordnung entspricht völlig der von Scheibe und von Gill

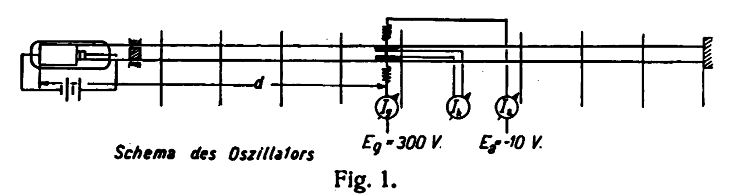


Fig. 1.

und Morrell angegebenen (vgl. Fig. 1). Wird das mit den Röhrenelektroden in Verbindung stehende Schwingungssystem verstimmt, so ändert sich die Wellenlänge auf die aus der Fig. 2 ersichtliche Weise. Es sind deutlich zwei verschiedene Schwingungsbereiche zu erkennen. Erstens treten in den Bereichen „*A*" reine Elektronenschwingungen nach Barkhausen-Kurz auf, die dadurch gekennzeichnet sind, daß ihre Frequenz unabhängig vom äußeren Schwingungssystem lediglich durch die Feldstärke zwischen den Elektroden bestimmt wird. In den „*B*"-Bereichen dagegen ist die Frequenz unabhängig von den Elektrodenspannungen allein durch das Abstimmungssystem gegeben. Hier liegen also Schwingungen nach Gill und

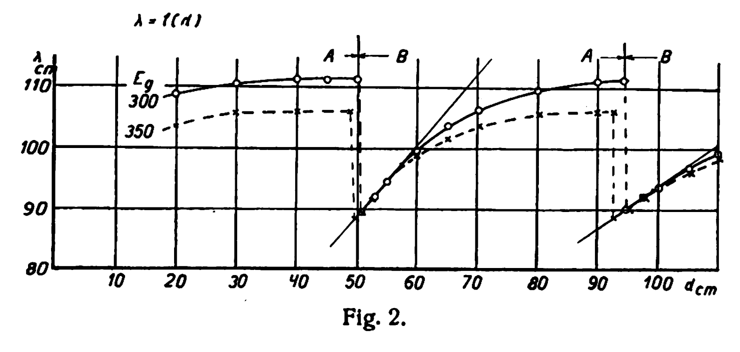


Fig. 2.

Morrell vor. Das periodische Auftreten der „*B*"-Bereiche entsteht dadurch, daß das System in Oberwellen erregt wird. Zwischen beiden Bereichen herrscht jeweils ein Gebiet stetigen Uebergangs, wo die Frequenz weder den Gesetzen von Barkhausen-Kurz, noch der Eigenwelle des Abstimmsystems folgt.

Der Einsatz der Gill- und Morrell-Schwingungen macht sich in einem starken Anstieg des Anodenstromes bemerkbar. Ihre Energie übersteigt die der Barkhausen-Kurz-Schwingungen beträchtlich; so wurden mit einem Thermoelement Hochfrequenzströme bis zu ½ Amp. im geschlossenen Schwingungskreis gemessen.

Der Bereich der Gill- und Morrell-Schwingungen ist durch das äußere System festgelegt. Vergrößert man dessen Dämpfung, so verringern sich die Schwingungsbereiche, während umgekehrt eine Dämpfungsverminderung, wie sie z. B. durch Fremderregung erzielt werden kann, die Gill- und Morrell-Bereiche erweitert.

Nach diesen Beobachtungen ist es einleuchtend, daß die Gill- und Morrell-Schwingungen eine Sonderform von Elektronenschwingungen darstellen, insofern, als die an den Röhrenelektroden entstehenden Wechselspannungen eine besondere Steuerung der im Inneren der Röhre sich bewegenden Elektronen bewirken. Fügt man bei der Ableitung der von Barkhausen und Kurz zur Berechnung der Wellenlänge angegebenen Formel zu der konstanten Elektrodenspannung E_g ein Wechselglied $E_0 \sin \omega t$ hinzu, so ergibt sich:

$$\lambda = \frac{1000 \sqrt{E_g - E_0}\, d_a}{E_g - \frac{4 \cdot E_0}{\pi^2}}.$$

Aus dieser Formel geht hervor, daß die Wellenlänge mit zunehmendem E_0 kleiner wird. Der Mechanismus der Gill- und Morrell-Schwingungen ist dann so zu erklären, daß durch die ursprünglich allein vorhandenen Barkhausen-Kurz-Schwingungen an den Röhrenelektroden Wechselspannungen induziert werden, die auf die Elektronenbewegung zurückwirken und einen Aufschaukelprozeß der Frequenz einleiten, der mit der Eigenwelle des Abstimmsystems den Endzustand erreicht.

Der zweite Teil der Arbeit behandelt „Elektronenschwingungen höherer Frequenz", die bei engmaschigen Gittern auftreten. Pendeln bei den „Elektronenschwingungen geringerer Frequenz" die Elektronen um das Gitter, so bewegen sie sich bei den „Schwingungen höherer Frequenz" ausschließlich im Gitter-Anoderaum hin und her. Beide Schwingungen unterscheiden sich demnach voneinander nur durch den auf den Gitter-Kathoderaum entfallenden Frequenzanteil. Dieser muß jedoch für denselben Gitter-Kathodenraum konstant bleiben. Variiert man daher allein den Anodendurchmesser, so wird sich die Frequenz der „längeren" und „kürzeren" Elektronenschwingungen in Uebereinstimmung mit der Theorie ändern; ihre Differenz aber bleibt konstant, wie experimentell nachgewiesen wird. Störungen durch Gill- und Morrell-Schwingungen, die sich auch ohne äußeres System durch Resonanz der Elektroden allein bemerkbar machen, konnten durch kapazitive Blockierung des Elektrodensystems unterdrückt werden. Die kürzeren Elektronenschwingungen stellen somit eine Sonderform der Barkhausen-Kurz-Schwingungen dar.

Von diesen „Elektronenschwingungen höherer Frequenz" lassen sich nun wieder „Gill- und Morrell-Schwingungen höherer Frequenz" erzeugen. Die erforderliche Abstimmung der Elektroden wurde durch Erregen in der Halbwelle erhalten. So konnten mit verhältnismäßig großen Elektroden von 18 mm Außendurchmesser Wellen unter 20 cm Länge und von beträchtlicher Energie hergestellt werden. Eine weitere Verkürzung der Welle läßt sich nur durch Verkleinern der Elektroden erreichen.

H. E. Hollmann.

Strommesser für Kurzwellenströme. (The Electrician, Bd. **100**, S. 576, 1928.

Auf der Ausstellung der Royal Society im Burlington House in London am 17. Mai 1928 war eine neue Form eines Hochfrequenzstrommessers ausgestellt nach den Angaben von Moullin.

Das Moullinsche Instrument beruht auf elektrodynamischem Prinzip und ist so aufgebaut, daß die Frequenzfehlweisung genau zu berechnen ist. Es hat zwei lange parallele Zylinder, die an einem Ende elektrisch mitein-

ander verbunden sind. Einer ist fest in einem Gehäuse eingebaut, der andere kann kleine Bewegungen parallel zu seiner Achse ausführen gegen eine elastische Gegenkraft. Der zu messende Strom fließt in beiden Zylindern in entgegengesetzter Richtung. Infolgedessen besteht eine abstoßende Kraft proportional dem Effektivwert des Stromes. Diese Kraft sucht einen Zylinder gegen sein elastisches Widerlager zu drücken. Die Bewegung wird mit einem Mikroskop abgelesen. Die Kraft, die bei einem gegebenen Strom ausgeübt wird, nimmt aus zwei Gründen mit der Frequenz in geringem Maße zu: Der erste ist der, daß die Stromdichte in den Zylindern ungleichförmig wird und daß so der effektive Abstand kleiner wird als der Abstand der Mitelachse. Außerdem bewirkt die Kapazität zwischen den Zylindern selbst und dem umhüllenden Rohr, daß sich der Strom ein wenig entlang seiner Bahn ändert. Da die Zylinder und die Schirmrohre kreisförmigen Querschnitt haben, so können alle magnetischen und elektrischen Kräfte berechnet werden. Die Korrektion infolge der wechselnden Stromdichte in den Zylindern ungleichförmig wird, und daß überschritten werden kann. Bei dem vorgeführten Instrument beträgt die Korrektur 3%. Die Korrektion infolge der kapazitiven Ströme hängt ab von dem Verhältnis zwischen Wellenlänge und Zylinderlänge. Bei der Ausführung betrug die Korrektion für eine Wellenlänge von 10 m 4%. Das Instrument gibt eine Skalenablenkung von 100 Teilstrichen bei 1,2 A., der Verbrauch ist ungefähr 0,25 W. Durch Vergrößerung des Querschnittes der Zylinder soll es möglich sein, ohne Verwendung von Nebenwiderständen Ströme beliebiger Stärke zu messen.

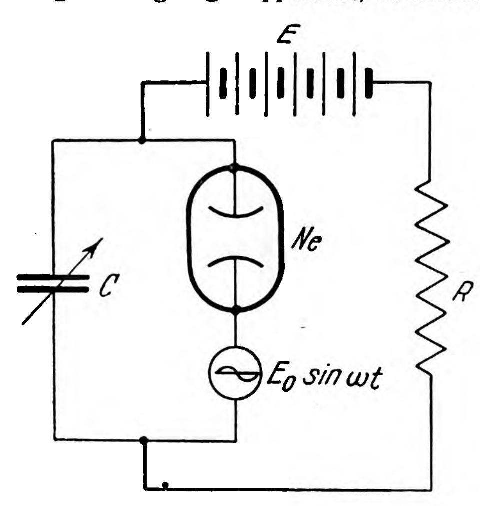
Dem Berichterstatter scheint, daß die thermische Meßmethode zur Messung von Stromstärken auch bei den kürzesten Wellen diesem Verfahren vorzuziehen ist, insbesondere dann, wenn man auf die optische Strommessung übergeht, indem man den zu messenden Strom einen Platin-Iridiumdraht bis zu hohen Temperaturen erhitzen läßt und die Temperatur unter Vergleich mit der eines von Gleichstrom durchflossenem Draht mit einem Glühfadenpyrometer mißt. Steigert man die Drahttemperaturen so hoch, so kommt man mit ganz kleinen Drahtquerschnitten aus und es wird die Korrektion infolge der Stromverdrängung auch vernachlässigbar klein. G. Keinath.

B. van der Pol und **J. van der Mark.** Frequenzunterteilung. (Frequency demultiplication.) Nature **120**, 363, 364, 1927.

Die Anordnung, mit der die Versuche gemacht werden, ist diejenige der nebenstehenden Figur. Es bedeutet darin *Ne* eine Neon-Glimmlampe, C einen regelbaren Kondensator von maximal 0,004 μF, E eine Batterie von ca. 200 Volt, $E_0 \cdot \sin \omega t$ eine EMK von der Frequenz 1000/sec und einer Amplitude von ca. 10 Volt, R einen Widerstand von einigen Megohm; in Wirklichkeit wurde bei den Versuchen als Widerstand R wegen der leichten Regulierbarkeit eine Glühkathodenröhre benutzt.

Bei dieser Anordnung werde zuerst die EMK $E_0 \cdot \sin \omega t$ entfernt. Der regelbaren Kapazität C werde ein so kleiner Wert gegeben, daß die Frequenz der Stromunterbrechungen („Relaxations-Schwingungen") ca. 1000/sec ist. Wenn man dann die EMK $= E \cdot \sin \omega t$ einschaltet, so bleibt diese Frequenz bestehen. Die Frequenz ändert sich auch nicht, wenn man die Kapazität weit über den eingestellten Wert vergrößert. Vergrößert man aber die Kapazität immer weiter, so springt die Frequenz plötzlich auf $\frac{1000}{2}$/sec, wenn man mit der Vergrößerung der Kapazität weiter geht, auf $\frac{1000}{3}$/sec und so fort bis $\frac{1000}{40}$/sec, bei neueren Versuchen sogar bis $\frac{1000}{200}$/sec.

Beobachtet man mit einem Telephon, dessen Kreis mit der Anordnung der Figur gekoppelt ist, so findet man, daß



bei allmählicher Vergrößerung der Kapazität C dem Herabspringen der Frequenz auf einen kleineren, ganzzahligen Teil der ursprünglichen Frequenz häufig ein Zustand vorausgeht, in dem man im Telephon ein unregelmäßiges Geräusch hört. J. Zenneck.

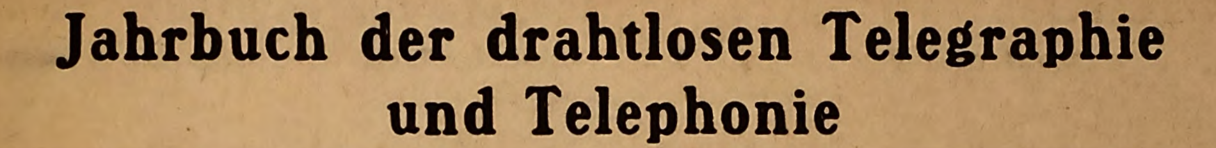
S. L. Brown und **M. Y. Colby.** Elektrische Hochfrequenzmessungen. (Electrical measurements at radio frequencies.) Phys. Rev. **29**, 717—726, 1927.

Es handelt sich um Messungen von Widerstand, Induktivität, Kapazität und Impedanz bei Hochfrequenz. Das Prinzip der Messungen ist nicht neu. Zur Erzeugung der Schwingungen dient ein Röhren-Generator, der in möglichst loser Kopplung auf einen Resonanzkreis induziert, in dem die Messung dann tatsächlich ausgeführt werden. Die Verfasser legen Wert auf folgende Punkte: 1. Ihr Resonanzkreis besitzt möglichst kleinen Widerstand; infolge davon kann die Kopplung mit dem Generator äußerst lose gemacht werden; 2. sie arbeiten nicht mit Strommessung, sondern, wo irgend möglich, mit Spannungsmessung, und zwar unter Verwendung eines empfindlichen, von der Frequenz unabhängigen Röhrenvoltmeters. Auf diese Weise braucht der Resonanzkreis nur sehr geringe Energie; die Schwingungen des Generators werden durch den Resonanzkreis nicht beeinflußt, und man darf demnach annehmen, daß der Generator auf den Resonanzkreis eine konstante EMK induziert.

Von den Messungen ist eine nicht alltäglich. Die Verfasser messen bei Hochfrequenz ($\lambda = 2000 - 10\,000$ m) die Impedenz eines Telephonkondensators, der in üblicher Weise aus Stanniolblättern und paraffiniertem Papier gewickelt ist. Sie finden bei zwei dieser Kondensatoren ein Minimum der Impedanz, und zwar bei dem einen ($C = 1{,}05\ \mu F$) bei $\lambda = 5900$ m, beim anderen ($C = 0{,}37\ \mu F$) bei $\lambda = 3500$ m. Es muß also die Induktivität der durch die beiden Belegungen gebildeten Strombahn bei diesen Kondensatoren so groß sein, daß die Kondensatoren in sich für die angegebenen Wellenlängen ein Resonanzsystem bilden.

J. Zenneck.

Band 32 Dezember 1928 Heft 6



Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie

Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

Gegründet 1907

Unter Mitarbeit

von

Dr. h. c. Graf v. **Arco** (Berlin), Dr. L. W. **Austin** (Washington), Postrat Dr. F. **Banneitz** (Berlin), Prof. Dr. H. **Barkhausen** (Dresden), Dr. W. **Burstyn** (Berlin), Prof. Dr. A. **Esau** (Jena), Prof. Dr. H. **Faßbender** (Berlin), Dr. L. **de Forest** (New-York), Prof. Dr. F. **Kiebitz** (Berlin), Postrat Prof. Dr. G. **Leithäuser** (Berlin), Dr. S. **Loewe** (Berlin), Dr. C. **Lübben** (Berlin), Dr. E. **Lübcke** (Berlin), Prof. Dr. Dr. ing. e. h. A. **Meissner** (Berlin), Prof. Dr. H. G. **Möller** (Hamburg), Dr. E. **Nesper** (Berlin), Dr. B. **van der Pol** jr. (Eindhoven), Ingenieur Dr. V. **Poulsen** (Kopenhagen), Prof. Dr. L. **Pungs** (Braunschweig), Dipl.-Ing. B. **Rosenbaum** (Berlin), Dr. K. **Rottgardt** (Berlin), Prof. Dr. H. **Rukop** (Köln), Dr. A. **Scheibe** (Charlottenburg), Oberingenieur O. **Scheller** (Berlin), Prof. Dr. W. **Schottky** (Berlin), Prof. Dr. A. **Sommerfeld** (München), Prof. Dr. Dr. ing. h. c. M. **Wien** (Jena), Prof. Dr. H. **Wigge** (Köthen-Anh.),

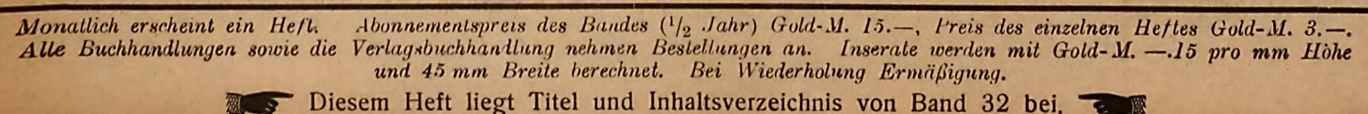
herausgegeben von

Professor Dr. ing. e. h. **J. Zenneck** und Privatdozent Dr. **E. Mauz**

Schriftleitung: Dr. E. Mauz

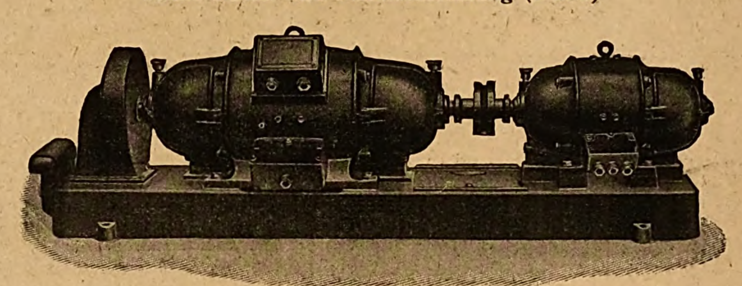


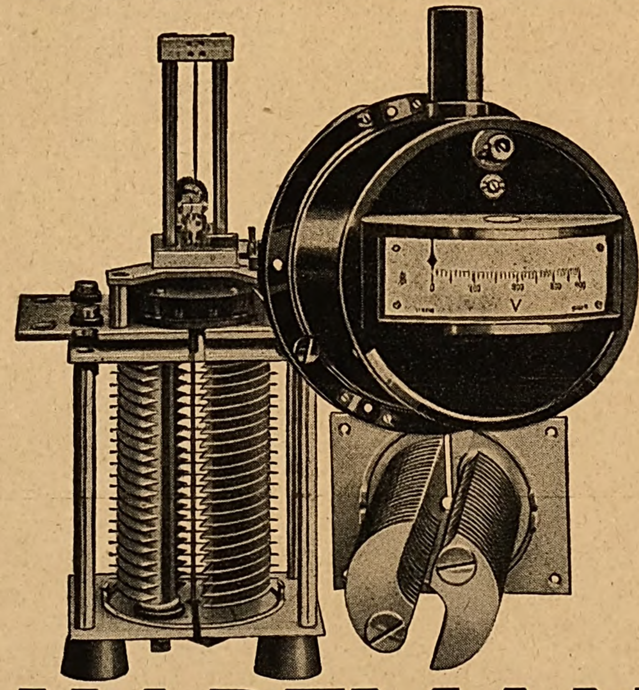
1 9 2 8


Monatlich erscheint ein Heft. Abonnementspreis des Bandes (1/2 Jahr) Gold-M. 15.—, Preis des einzelnen Heftes Gold-M. 3.—. Alle Buchhandlungen sowie die Verlagsbuchhandlung nehmen Bestellungen an. Inserate werden mit Gold-M. —.15 pro mm Höhe und 45 mm Breite berechnet. Bei Wiederholung Ermäßigung.

Diesem Heft liegt Titel und Inhaltsverzeichnis von Band 32 bei.







Band 32 Dezember 1928 Heft 6

Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie
Zeitschrift für Hochfrequenztechnik

INHALT

Seite
Werner Weihe: Die Messung von Kapazitäten mit dem Ueberlagerungsverfahren. (Mit 10 Figuren im Text) 185
Albrecht Forstmann u. Ernst Schramm: Über Maximalleistungen von Verstärkerröhren. (Mit 7 Figuren im Text). 195
Manfred von Ardenne: Einige Messungen über die Hochfrequenzspannungen an der Eingangsseite von Empfängern. (Mit 7 Figuren im Text) 199
Ferdinand Trendelenburg: Zusammenfassender Bericht. Ueber neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten. (Mit 13 Figuren im Text) (Schluß) 202
Referate:
M. M. Sitnikoff (Selbstreferat): Über die Lebensdauer der Wolframkathode. (Mit 4 Figuren im Text) 207
W. S. Pforte (W. Espe): Über die Vergrößerung des Sättigungsstromes von Glühkathoden durch starke elektrische Felder. (Mit 3 Figuren im Text) 208
N. Kato (W. Espe): Der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen auf den Anodenstrom einer Elektronenröhre. (Mit 2 Figuren im Text) 209
L. H. Bedford und W. T. Gibson (W. Espe): Glühkathodenröhren. (Mit einer Figur im Text) 210
Referate Seite
S. Dushman und J. W. Ewald (J. Zenneck): Die Elektronen Emission von thoriertem Wolfram 210
Georg Günther Reißaus (Selbstreferat): Mitteilung zum Kristalldetektorproblem. (Mit 3 Figuren im Text) 211
W. E. Benham (J. Zenneck): Eine Untersuchung über die Gleichrichtwirkung von Elektronenröhren bei mäßig hohen Frequenzen. (Mit 2 Figuren im Text) 211
E. Peterson und H. P. Evans. (J. Zenneck): Verzerrungen in Röhren-Verstärkern (Mit einer Figur im Text) 212
A. Hund (A. Scheibe): Ein Tonfrequenzgenerator einstellbarer Frequenz mit piezo-elektrischer Frequenzstabilisierung. (Mit 2 Figuren im Text) 212
L. Hartshorn (G. Zickner): Die Eigenschaften von Normalen der Gegeninduktion bei Tonfrequenzen 213
L. E. McCarty u. L. T. Jones (J. Zenneck): Der Brechungsexponent von Wasser für kurze, ungedämpfte Wellen. (Mit einer Figur im Text) 214
S. L. Brown, C. F. Wiebusch und M. Y. Colby (J. Zenneck): Der Hochfrequenzwiderstand eines variabeln Luftkondensators . . 214
A. Nyman (J. Zenneck): Kondensator-Nebenschluß für die Messung von starken Hochfrequenzströmen. (Mit einer Figur im Text) . 215
Ross Gunn (E. Lübcke): Drahtlose Telegraphie und Flugzeugnavigation. (Mit einer Figur im Text) 215
P. Franck (A. Wedemeyer): Funkpeiler und Luftnavigation . . 216
Carl Lübben: Patentschau. (Mit 13 Figuren im Text.) 216

Manuskripte für das Jahrbuch, möglichst mit klischierfähigen Figuren versehen, sind an die Schriftleitung Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M., Physikalisches Institut, Robert Mayerstr. 2, zu senden. — Die Herren Autoren werden gebeten, eine kurze Zusammenfassung des wesentlichen Inhalts ihrer Arbeit jedem Manuskript beizufügen. — Abonnements und Inserate sind zu richten an M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H., Berlin W 10, Genthiner Straße 39, Postscheck-Konto Berlin 13560.

Die Messung von Kapazitäten mit dem Ueberlagerungsverfahren.

Von **Werner Weihe***).

Inhaltsübersicht.

Einleitung.

I. Teil. Meßmethodik.

A. Die Veränderung der Frequenz eines Schwingungskreises durch Veränderung seiner Kapazität.
I. Genaue Formel.
II. Näherungsformel.
III. Diskussion der Gleichung (1).
B. Die Anwendung der Gleichung auf den Röhrensender.
C. Die Einstellung.
D. Die Meßmethoden.
I. Direkte Methode.
II. Nachstimmen des Kreises I (Kompensationsmethode).
III. Nachstimmen des Kreises II.
IV. Nachstimmen des Tonkreises.
V. Substitution im Kreise I.
E. Die Verwendung kürzerer Wellenlängen für die Messung.

II. Teil. Untersuchungen über die Frequenzkonstanz bei kürzeren Wellenlängen.

A. Ursachen für die Inkonstanz der Frequenz und ihre Beseitigung.
B. Die Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsbedingungen.
I. Versuchsanordnung.
II. Ergebnisse.
1. Heizspannung.
2. Anodenspannung.
3. Gitterstrombegrenzung.
4. Kristallsteuerung.
C. Die erreichte Frequenzkonstanz.

III. Teil. Messungen von Röhrenkapazitäten.

A. Die Scheinkapazität bei Verstärkern.
B. Meßanordnung.
C. Ergebnisse.

Zusammenfassung.

Einleitung.

Die physikalische Meßkunde verdankt der Hochfrequenztechnik die Entwicklung einer Reihe neuer Meßverfahren für solche Größen, die unmittelbar oder mittelbar die Frequenz eines Schwingungskreises beeinflussen können.

Zur Bestimmung der entstehenden Frequenzänderung, die bei rohen Messungen mit einem Wellenmesser u. ä. erfolgen kann, ist von L. Pungs und G. Preuner[1]) und J. Herweg[1]) die Verwendung des Ueberlagerungsprinzips angeregt worden. Erst dadurch erhielt das Verfahren als Differentialmethode seine Eignung zu subtilsten Messungen. So ließ es sich mit Erfolg zur genauen Bestimmung von Kapazitäten und Selbstinduktionen[1]), von Frequenzen[2]), Winkeländerungen[3]), Längendifferenzen[4]), Strahlungsänderungen[5]), Stromänderungen[3])[5]), Druckdifferenzen[6]), Subzeptibilitäten[7])[11]), Temperaturänderungen[8]), Dielektrizitätskonstanten[9])[11]), Röhrenkapazitäten[10]), Gewichtsänderungen[20]), elastischen Größen[12]) und der Magnetostriktion[22]) verwenden.

*) Dissertation aus dem Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena.

Da in der Mehrzahl dieser Arbeiten mit Wellenlängen > 1000 m, also mit relativ geringer Empfindlichkeit, gearbeitet worden ist, verspricht eine Steigerung der Frequenz wesentliche Fortschritte in Hinsicht auf Empfindlichkeit des Verfahrens. Ferner läßt die an sich reichhaltige Literatur eingehendere Angaben über die Meßmethodik und die Bedingungen zur Erzielung der notwendigen hohen Konstanz der Frequenz vermissen.

Es war daher das Ziel der vorliegenden Arbeit, zunächst die Untersuchungen nach dieser Richtung hin zu ergänzen und durch Verwendung kürzerer Wellenlängen (200—20 m) die Empfindlichkeit der Anordnung zu steigern, endlich mit der nach den gewonnenen Erfahrungen erbauten Apparatur einige besonders interessierende Messungen an Röhrenkapazitäten auszuführen.

I. Teil.

Meßmethodik.

A. Die Veränderung der Frequenz eines Schwingungskreises durch Veränderung seiner Kapazität.

Die Frequenz eines Schwingungskreises mit der Selbstinduktion L, der Kapazität C und nicht allzu großem Dämpfungswiderstand ist unter der weiteren Voraussetzung quasistationärer Verhältnisse durch die Gleichung

$$\nu = \frac{c}{2\pi\sqrt{L \cdot C}} \quad (c = 3 \cdot 10^{10}, L_{\mathrm{cm}}, C_{\mathrm{cm}})$$

gegeben.

Jede Aenderung der Kapazität oder der Selbstinduktion — beide Größen verhalten sich durchaus analog — bringt eine Frequenzänderung mit sich. Im folgenden sei nur die Wirkung einer kapazitiven Aenderung betrachtet; von ihr werde vorausgesetzt, daß sie ohne gleichzeitige Aenderung der Selbstinduktion erfolge. Die erhaltenen Resultate lassen sich mutatis mutandis ohne weiteres auf den Fall veränderlicher Selbstinduktion übertragen.

I. Genaue Formel.

Wird C um ΔC erhöht, so erniedrige sich ν um $\Delta\nu$:

$$\nu - \Delta\nu = \nu\left(1 + \frac{\Delta C}{C}\right)^{-1/2}$$

Daraus ergeben sich die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \Delta\nu &= \nu\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{\Delta C}{C}}}\right) \\ \Delta C &= C\left(\frac{1}{\left(1-\frac{\Delta\nu}{\nu}\right)^2} - 1\right) \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Bei kleineren Aenderungen von ν oder C ist diese Formel zur Rechnung wenig geeignet. Für diesen Fall geben L. Pungs und G. Preuner u. a. eine Näherungsformel.

II. Näherungsformel.

Durch Reihenentwicklung in der Gleichung (1) folgt:

$$\Delta\nu = \nu\left(\frac{1}{2}\frac{\Delta C}{C} - \frac{3}{8}\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 \pm \ldots\right)$$

Bricht man die Reihe nach dem ersten Gliede ab, so ergibt sich als erste Näherung:

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{2C}\Delta C \qquad (1')$$

Der absolute Fehler bei dieser Annäherung läßt sich als $< \frac{3}{8}\nu\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2$ annehmen, da es sich meistens um Kapazitätsvergrößerungen handelt, die Reihe also alternierend ist.

$$F_{\mathrm{abs}} < -\frac{3}{8}\nu\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 \qquad (2)$$

Der Fehler ist immer negativ.

Der relative Fehler bei der Berechnung von $\Delta\nu$ durch Gleichung (1) ist dann (ohne Rücksicht auf das Vorzeichen)

$$F_{\mathrm{rel}} = 75\frac{\Delta C}{C}\,\% \qquad (3)$$

Daraus ergibt sich als Bedingung für die Möglichkeit einer „genauen"*) Bestimmung von ΔC, daß die Kapazitätsänderung den Wert

$$\Delta C_{\max} = \frac{1}{75}C \qquad (3a)$$

nicht überschreiten darf.

III. Diskussion der Gleichung (1′).

Um trotz kleiner Aenderung ΔC der Kapazität des Schwingungskreises eine große Frequenzänderung zu erhalten, ist nach Gleichung (1′) die Kapazität C klein, bei fester Wellenlänge also die Selbstinduktion groß zu wählen; dabei ist jedoch darauf zu achten, daß die Verhältnisse quasistationär bleiben, die erzeugte Frequenz demzufolge noch groß gegen die Eigenfrequenz der Kreisspule ist (vgl. [14]).

Ferner folgt aus Gleichung (1′), daß eine Erhöhung der Frequenz die Empfindlichkeit ebenfalls steigern muß.

Führt man für das Verhältnis $L_{\mathrm{cm}}/C_{\mathrm{cm}}$ die Größe $100\varepsilon^2$ ein, so geht Gleichung (1′) über in

$$\Delta\nu = 3\pi\,10^{11}\,\varepsilon\,\lambda^2\,\Delta C \qquad (4)$$

Für die Kapazitätsänderung $\Delta_1 C$, die einer Frequenzänderung von 1 Hertz entsprechen würde, ergibt sich

$$\Delta_1 C = \frac{1}{3\varepsilon\pi}10^{-11}\lambda^{-2}\,\mathrm{cm} \qquad (5)$$

$\Delta_1 C$ gibt einen Maßstab für die Empfindlichkeit des Verfahrens.

Tabelle für $\Delta_1 C$ (Gleichung [5]) ($\varepsilon = 1$).

$\nu =$	3.10^7	3.10^6	3.10^5	3.10^4	3.10^3	3.10^2	3.10^1	Hertz
$\lambda =$	10	100	1000	10000	10^5	10^6	10^7	m
$\Delta_1 C =$	10^{-6}	10^{-4}	10^{-2}	1	10^2	10^4	10^6	cm

Die Tabelle zeigt die enorme Vergrößerung der Empfindlichkeit durch Verwendung kürzerer Wellenlängen; die durch besondere Wahl von L/C zu erreichende Empfindlichkeitssteigerung, die sich in der Größe ε ausdrückt, ist für alle Wellenlängen dieselbe.

Zur Charakterisierung dieser großen Empfindlichkeit diene die Angabe, daß sich bei 30 m Wellenlänge eine Verschiebung der Platten eines Kondensators von $^1/_{10}$ mm Ab-

*) Als „genaue" Messungen seien solche bezeichnet, bei denen jede Fehlerquelle das Resultat um nicht mehr als 1% fälscht. Im anderen Falle sei von „ungenauen" Messungen gesprochen.

stand um 2.10^{-9} cm noch messen ließe; bei 300 m würde sich 2.10^{-8} cm ergeben.

B. Die Anwendung der Gleichungen auf den Röhrensender.

Die Erzeugung der Frequenz erfolgt praktisch mit einem Röhrensender. Die Berechtigung, vorstehende Ueberlegungen auch auf diesen anzuwenden, hängt davon ab, wieweit dessen Schwingungszahl mit der Eigenfrequenz seines Arbeitskreises übereinstimmt. Das ist im allgemeinen nicht der Fall: die Frequenz hängt noch von den Betriebsbedingungen, dem Röhrentyp und der benutzten Schaltung ab.

Es läßt sich jedoch — besonders für nicht zu feste Rückkopplungen — experimentell eine wirksame Kapazität C_0 und eine wirksame Selbstinduktion L_0 derart definieren, daß über einen gewissen Frequenzbereich die Frequenz durch die Gleichung

$$\nu = \frac{c}{2\pi} L_0^{-1/2} C^{-1/2} \tag{6}$$

mit genügender Genauigkeit dargestellt wird (vgl. L. Pungs und G. Preuner[1]).

C. Die Einstellung.

Der Sender I (mit den Daten L_1, C_1), dessen Schwingungszahl durch die zu messende Kapazität geändert werden kann, wird auf eine bestimmte Anfangsfrequenz eingestellt. Zu ihrer Festlegung kann bei ganz rohen Messungen ein Wellenmesser dienen.

Jedoch bietet ein besonderer Kunstgriff (s. 1.) eine viel exaktere Möglichkeit, die Frequenz auf einen bestimmten Ausgangswert einzustellen und sie evtl. wieder auf ihn zurückzuführen. Es lassen sich nämlich durch Ueberlagerung des Senders I mit einem passend dimensionierten Sender II (L_2, C_2) beliebig langsame, auch hörbare Schwebungen erhalten. Als Anfangseinstellung läßt sich nun eine feste, mehr oder weniger große Frequenzdifferenz zwischen dem Sender I und dem konstanten Sender II wählen. Im letzteren Fall kann die Einstellung durch Beobachtung der langsamen akustischen Schwebungen, wie sie durch eine zweite Ueberlagerung mit dem Ton einer Stimmgabel oder eines besonderen Tonkreises auftreten, erfolgen. Man wählt dabei am besten Resonanz zwischen beiden Tönen. Der Fehler bei diesem Verfahren sei für die späteren Betrachtungen unter der Annahme einer Beobachtungszeit von 10 Sekunden mit $\pm$ $^1/_{20}$ Hertz geschätzt. — Stellt man dagegen mit der Stoppuhr auf eine Differenz von 1 bis 2 Hertz zwischen den Tönen ein, so ist die Genauigkeit der Einstellung eine geringere, wenn nicht die Beobachtungszeit wesentlich verlängert wird. Da allzu lange Dauer der Messung aber aus Gründen der Konstanz der beiden Sender nicht wünschenswert ist, verdient die erste Einstellungsart den Vorzug.

Daneben sei noch die rohe Einstellung auf das tote Zwischengebiet zwischen den Tonspektren zu beiden Seiten der Resonanz erwähnt. Der Fehler dieser an sich bequemen Methode ist jedoch beträchtlich. Oft bietet sich aber die Möglichkeit, die bequemere Methode zu wählen, da man durch passende Wahl der Wellenlänge den Fehler wieder ausgleichen kann (siehe Abschnitt D).

Außer diesen Methoden sind noch eine Reihe von anderen vorgeschlagen worden, die die bei akustischer Einstellung unvermeidlich lange Beobachtungszeit abkürzen sollen; so empfiehlt z. B. W. Hammer[1]) die Verwendung des Resonanzvibrationsgalvanometers.

Ich habe neben der akustischen eine andere Einstellmöglichkeit benutzt, die auf dem Vorhandensein eines Mitnahmebereichs zwischen den beiden Sendern beruht; sie hat sich durch ihre Einfachheit und die kurze Beobachtungsdauer, verbunden mit genügender Genauigkeit, gut bewährt. Ihr liegt die folgende Erscheinung zugrunde: Beim Abstimmen des einen Senders auf den anderen konnte in einem mit den beiden Sendern induktiv gekoppelten, aperiodischen Detektorkreise (s. Fig. 5) ein eigenartiges Verhalten des Stromes beobachtet werden. Es trat nämlich, nachdem der Zeiger eines eingeschalteten Instrumentes bis zu einer gewissen (ziemlich geringen) Verstimmung den auftretenden langsamen Schwebungen zwischen den beiden Senderfrequenzen gefolgt war — es konnten noch Schwebungen bis zu einer Dauer von 2 sec. beobachtet werden —, ein fester, mit weiter veränderter Abstimmung durch ein

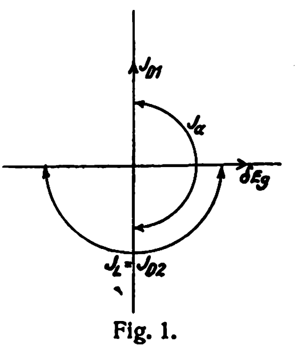


Fig. 1.

Minimum hindurchgehender Ausschlag des Instrumentes ein. Bei weiterer Frequenzänderung zeigten sich wieder langsame Bewegungen des Zeigers, einer geringen Schwebungsfrequenz entsprechend. Das Auftreten des festen Ausschlages in der Nähe der Resonanzabstimmung deutet auf Kohärenz zwischen den beiden Senderschwingungen hin: wir befinden uns in dem von H. G. Möller[15]) zuerst am Schwingaudion beobachteten Mitnahmebereich. Der stärkere Sender zwingt den schwächeren auf seine Frequenz. Die Verstimmung zwischen den beiden Sendern wirkt nur auf die Phasenverschiebung zwischen dem Anodenstrom I_a des schwächeren Senders und der vom Detektorstrom I_{D1} des stärkeren Senders in der Rückkopplungsspule des anderen Senders induzierten Zusatzgitterspannung δE_g. Die Phase ändert sich vom Beginn der Kohärenz bis zum Aufhören von $+ 90°$ über $0°$ bis $- 90°$ (siehe das Phasendiagramm in Fig. 1). Nun ist unter der Annahme eines gleichen Wicklungssinnes der Detektorkreisspule und der Gitterspule, also entgegengesetzten Wicklungssinnes der Detektorkreisspule und der Arbeitskreisspule δE_g gegenüber I_{D1} etwa $-90°$ phasenverschoben. Die Phasenverschiebung zwischen I_a und dem Strom I_L in der Schwingungskreisspule ist bei Resonanz $= + 90°$, während I_L einen gleichphasigen Strom I_{D2} im Detektorkreis induziert. Fig. 1 zeigt, daß es eine bestimmte Abstimmung geben muß, für die I_{D1} gegen I_{D2} $180°$ phasenverschoben ist, so daß im Detektorkreis ein Stromminimum auftreten muß. Bezüglich seiner Lage ist zu bemerken, daß es mit der Resonanzabstimmung beider Kreise nicht zusammenzufallen braucht; sie ist vielmehr von den Kreisdimensionen usw. abhängig, eine Verschiebung während der Messung ist aber, wie das Experiment zeigte, wegen der geringen Aenderungen im Kreise nicht merklich.

Bei der von mir verwendeten Art der Einstellung erfolgt die Abstimmung auf dieses Stromminimum. Zur Erreichung guter Genauigkeit ist eine geringe Breite des Mitnahmebereichs wichtig. Sie ließ sich bis auf ½ Hertz nach beiden Seiten verkleinern. Bei dieser Breite dürfte ein

Einstellungsfehler von $\pm {}^1/_{10}$ Hertz nicht zu niedrig geschätzt sein.

D. Die Meßmethoden.

Von den Methoden, die der Einstellung dienen, sei den Ausführungen dieses Abschnittes die erste akustische zugrunde gelegt, da ihre Genauigkeit von den anderen Verfahren auch nicht übertroffen wird.

Es sei jetzt ΔC_1 parallel zur Kapazität C_1 des Schwingungskreises I geschaltet.

Eine Bestimmung von ΔC_1 kann dann folgendermaßen geschehen:

I. Direkte Methode.

Es wird die Frequenzänderung $\Delta\nu_1$, die durch Zuschalten der Kapazität ΔC_1 entsteht, durch Zählung der langsamen akustischen Schwebungen mit einem festen Ton, besser noch mit Hilfe photographischer Registrierung u. ä. direkt bestimmt.

Dann ist in erster Annäherung (Gleichung [1'])

$$\Delta C_1 = \frac{2\,C_1}{\nu_1}\,\Delta\,\nu_1 \tag{7}$$

unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Thomsonschen Formel, evtl. in ihrer modifizierten Form (vgl. *I B*).

Von den Fehlerquellen für die Bestimmung von ΔC_1 interessieren hier nur die in der Methode selbst begründeten, also einmal der Fehler durch Verwendung der Näherungsformel, — er ist (Gleichung [3])

$$F_{\text{rel}} = 75\,\frac{\Delta\,C_1}{C_1}\,\%, \text{ —} \tag{8}$$

dann der Fehler in der Bestimmung der Anfangs- und der Endstellung (letztere habe einen Fehler von ebenfalls $\pm {}^1/_{20}$ Hertz). Seine Größe ist:

$$F_{\text{rel}} = \frac{20}{\nu_1}\,\frac{C_1}{\Delta\,C_1}\,\% \tag{9}$$

Aus den Gleichungen (8), (9) ergeben sich Bedingungen für die Wahl von ΔC_1 oder bei festen ΔC_1 für die Wahl von λ und C_1, falls die Messung genau sein soll. Für $F_{\text{rel}} = 1\%$ folgt

$$\Delta\,C_{\max} = \frac{1}{75}\,C_1 \tag{10}$$

$$\Delta\,C_{\min} = \frac{20}{\nu_1}\,C_1 \tag{11}$$

Nimmt man zur Diskussion dieser Grenzen für das Verhältnis L/C den Wert 100 an, so ergeben sich Beziehungen, wie sie Fig. 2 zum Ausdruck bringt. Nur in dem von den beiden, sich aus den Gleichungen (10), (11) ergebenden Geraden begrenzten Bereich sind genaue Messungen zu erwarten. Als größte unter den angeführten Voraussetzungen noch meßbare Kapazität ergibt sich aus dem Schnittpunkt der beiden Geraden eine Kapazität von der Größenordnung 10^4 cm. — Eine andere Wahl des Quotienten L/C ($= 100\,\varepsilon^2$) hat nur eine kongruente Verschiebung der ganzen Figur nach links um eine Länge, die $\log \varepsilon$ entspricht, zur Folge. Schließlich zeigt sich, daß die erste Näherung für Messungen, die nicht gerade in der Nähe des Tonfrequenzgebietes erfolgen, vollauf genügt; der zulässige Meßbereich erweitert sich mit steigender Frequenz — ein weiterer Vorteil höherer Frequenzen.

Bei der praktischen Ausführung ist darauf zu achten, daß eine Beeinflussung zwischen beiden Kreisen, die namentlich im Falle eines kleinen $\nu_1 - \nu_2$ leicht eintritt, vermieden wird. Für großes $\nu_1 - \nu_2$ ist die Gefahr nicht so groß; es empfiehlt sich daher bei solchen Einstellungsverfahren, die auf eine kleine Schwebungsfrequenz angewiesen sind, die beiden Hochfrequenzkreise auf eine Zwischenfrequenz (es genügt Tonfrequenz) zu überlagern und mit Hilfe eines dritten Kreises die nötige geringe Frequenz herzustellen. Wenn dann noch $\nu_1 < \nu_2$ gewählt wird, so daß sich durch Zuschalten von $\Delta\,C_1$ die Schwebungsfrequenz erhöhen muß, geht man irgendwelchen Komplikationen vollständig aus

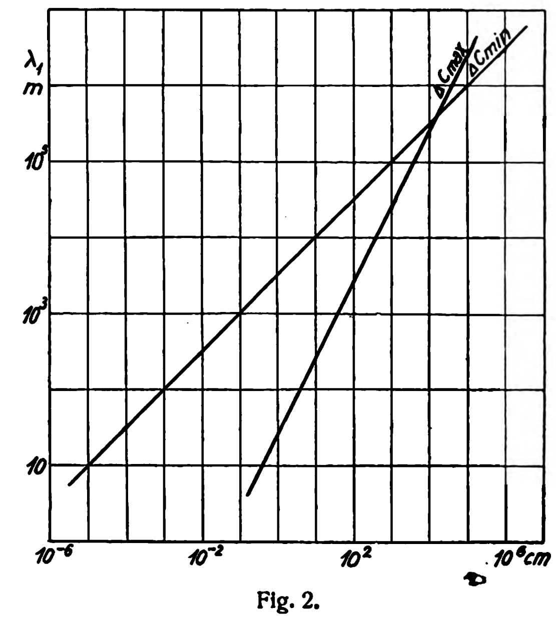


Fig. 2.

dem Wege. Ein anderer Weg zur Vermeidung der gegenseitigen Beeinflussung der Kreise ist die Abstimmung des einen Kreises auf eine Oberwelle des anderen[7]).

Eine weitere Betrachtung zeigt, daß die auf einer Zählung der langsamen akustischen Schwebungen mit dem Gehör beruhende Einstellungsmethode, bei der die größte, noch gut bestimmbare Schwebungszahl 5 Hertz nicht überschreiten dürfte, unter den gemachten Annahmen (Gesamtfehler durch die Einstellungen $\pm {}^2/_{20}$ Hertz) zu keinen „genauen" Resultaten führen kann.

II. Nachstimmen des Kreises I (Kompensationsmethode).

Es wird der Kreis I durch Verringerung seiner Kapazität C_1 so lange nachgestimmt, bis der Ausgangspunkt wieder erreicht ist. Dann ist $\Delta\,C_1 = \gamma$, wenn γ die Aenderung der Kapazität C_1 bedeutet.

Der Fehler durch die Einstellung $F_{\text{rel}} = \dfrac{20}{\nu_1}\,\dfrac{C_1}{\Delta\,C_1}\,\%$ ergibt für eine bestimmte Kapazitätsänderung $\Delta\,C_1$ eine Bedingung für die Wahl der Wellenlänge. Es ist nämlich bei der Voraussetzung $F_{\text{rel}} = 1\%$ und für $L/C = 100\,\varepsilon^2$ die zu einer gegebenen Kapazitätsänderung $\Delta\,C_1$ gehörige Maximalwellenlänge

$$\lambda_{\max} = \approx 10^5 \sqrt{10\,\varepsilon\,\Delta\,C_1} \tag{12}$$

Für $\varepsilon = 1$ entsprechen sich $\Delta\,C_1 = 10^{-4}$ cm und $\lambda = 30$ m, $\Delta\,C_1 = 100$ cm und $\lambda = 30\,000$ m.

Die obere Grenze der zulässigen Kapazitätsänderung ist erst durch die Größe der Kreiskapazität gegeben, was einen besonderen Vorteil der Methode wegen des breiten Meßbereichs ausmacht. Deswegen ist es hier auch möglich,

einen etwaigen Fehler, der durch Benutzung einer ungenauen Einstellungsmethode verursacht wird, durch Verkürzung der Wellenlänge auszugleichen, was bei der direkten Methode nur in beschränktem Umfange zulässig ist.

Diesen Vorteilen steht der u. U. wichtige Nachteil gegenüber, daß die Kompensation durch eine Normalkapazität erfolgt, die variabel und von derselben Größenordnung wie die unbekannte Kapazität sein muß. Bezüglich ihrer Konstruktion s. die ausgezeichnete Arbeit von M. Bureau, Contribution à la réalisation d'un étalon de faible capacité[14]).

III. Nachstimmen des Kreises II.

Die durch Zuschalten von ΔC_1 sich ergebende Aenderung der Größe $\nu_1 - \nu_2$ um $\Delta \nu_1$, wird durch Nachstimmen des Kreises II (Zuschalten von ΔC_2) ausgeglichen.

Bei Verwendung der Näherungsformel ergibt sich

$$\Delta C_1 = \frac{C_1}{C_2}\frac{\nu_2}{\nu_1}\Delta C_2 \tag{13}$$

Der Proportionalitätsfaktor $\frac{C_1}{C_2}\frac{\nu_2}{\nu_1}$ sei „Uebersetzungsverhältnis $1/U$ genannt. Bei dieser Methode ist U ungefähr gleich 1.

Der Fehler aus der Verwendung der Gleichung (1′) bei Ableitung der Gleichung (13) ist

$$F_{rel} = \approx 75\left(\frac{\Delta C_1}{C_1} - \frac{\Delta C_2}{C_2}\right)\%, \tag{14}$$

da die Einzelfehler beider Kreise ein festes Vorzeichen haben. Wegen $\frac{\Delta C_1}{C_1} = \frac{\nu_2}{\nu_2}\frac{\Delta C_2}{C_2}$ tritt also, falls beide Kreise ungefähr gleiche Frequenz haben, eine ungefähre Kompensation der Einzelfehler ein: eine obere Grenze ist explicite nicht angebbar; von ihr läßt sich nur aussagen, daß sie wesentlich höher als die durch Gleichung (3a) festgelegte Grenze liegt. Die Näherungsformel reicht also zur Berechnung vollständig aus.

Der Fehler durch die Einstellung ergibt wie unter II für eine gegebene Kapazitätsänderung eine bestimmte Maximalwellenlänge (Gleichung (12)).

In der praktischen Benutzung ist diese Methode der ihr ähnlichen Methode II weit unterlegen, da die experimentelle oder rechnerische Bestimmung von U sehr umständlich ist.

IV. Nachstimmen des Tonkreises.

Die durch Zuschalten von ΔC_1 eintretende Frequenzänderung des hörbaren Tones wird durch eine Kapazitätsänderung im Tonkreis wieder ausgeglichen (L. Pungs und G. Preuner[1])).

Es ergibt sich

$$\Delta C_1 = \frac{C_1}{C_t}\frac{\nu_t}{\nu_1}\Delta C_t \tag{15}$$

Setzt man für beide Kreise das gleiche Verhältnis von Kapazität zu Selbstinduktion voraus, so folgt

$$U = \left(\frac{\lambda_t}{\lambda_1}\right)^2 = \left(\frac{\nu_1}{\nu_t}\right)^2 \tag{16}$$

Da ν_1 und ν_t gewöhnlich von ganz anderer Größenordnung sein werden, ergibt sich für U ein von 1 stark verschiedener Wert, d. h. der Vergleich der kleinen Kapazität ΔC_1 geschieht mit einer viel größeren (U-mal so großen). Z. B. ist für $\lambda = 100$ m und $\nu_t = 3000$ $U = 10^6$, für $\lambda = 10\,000$ m und $\nu_t = 3000$ $U = 100$.

Wie schon unter III dargelegt, ist der Fehler durch Verwendung der Näherungsformel

$$F_{rel} = \infty 75\left(\frac{\Delta C_t}{C_t} - \frac{\Delta C_1}{C_1}\right) \tag{17}$$

Da $\frac{\Delta C_t}{C_t}$ in diesem Falle bedeutend größer als $\frac{\Delta C_1}{C_1}$ ist, ergibt sich, daß ein Ausgleich der Einzelfehler nicht stattfindet. Falls $\nu_1 \gg \nu_t$ ist, ist der Fehler gleich

$$F_{rel} = 75\frac{\Delta C_t}{C_t} = 75\frac{\nu_1}{\nu_t}\frac{\Delta C_1}{C_1} \tag{18}$$

d. h. gleich dem Fehler vom Tonkreis allein.

In diesem Falle ergibt sich als oberste Grenze der in Hinsicht auf genaue Messungen erlaubten Kapazitätsänderung

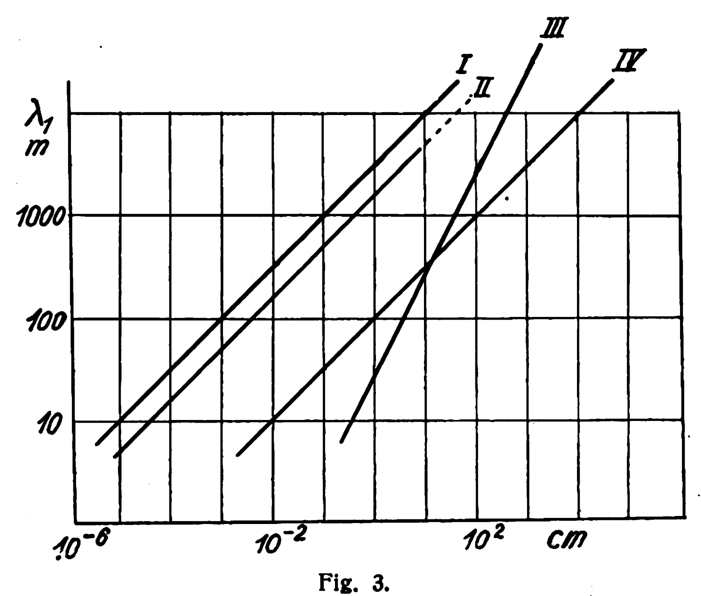


Fig. 3.

$$\Delta C_{max} = \frac{1}{75}\frac{\nu_t}{\nu_1}\cdot C_1 \tag{19}$$

Dazu gibt der Fehler durch die zweimalige Einstellung die untere Grenze

$$\Delta C_{min} = \frac{20}{\nu_1}\cdot C_1 \tag{20}$$

Als erstes Resultat zeigt sich, daß für $\nu_t \leqq 1500$ überhaupt keine genauen Messungen möglich sind, da dann $\Delta C_{max} \leqq \Delta C_{min}$ wäre.

Die sich unter der Annahme $L/C = 100$ und bei einer Tonfrequenz von 3000 Hertz für ΔC_{max} und ΔC_{min} ergebenden Geraden sind in Fig. 3 gezeichnet (Geraden I und II). Die Figur zeigt als zweites Resultat, daß genaue Messungen nur in einem äußerst schmalen Bereich möglich sind. Eine Verbreiterung des Gebietes durch Benutzung einer höheren Tonfrequenz kann zwar geschehen, aber nur in geringem Ausmaße.

Dem Vorteil der Zurückführung der Messung von kleinen Kapazitäten auf die von größeren steht zunächst also der Nachteil eines für Messungen unbequem kleinen Meßbereichs gegenüber. Diesem Uebelstand läßt sich aber aus der Erwägung heraus abhelfen, daß die enge Begrenzung ihren Grund nur in der Anwendung der Näherungsformel

auf den Tonkreis hat. Wendet man nämlich auf diesen die genaue Gleichung (1) an, so ergibt sich

$$\Delta C_1 = 2\,C_1 \frac{\nu_t}{\nu_1}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Delta C_t}{C_t}}}\right) \qquad (21)$$

Der Fehler in der Gleichung (21) ist unter diesen Umständen $= 75\,\frac{\Delta C_1}{C_1}$. Die sich für $L/C = \cdot 100$ ergebende Grenzgerade ist in Fig. 3 gezeichnet (III). Man sieht, daß eine wesentliche Verbreiterung des Meßbereiches erfolgt ist, so daß jetzt auch die Grenze durch den Hörbereich in Betracht kommt: der durch Zuschalten von ΔC_1 entstehende Ton muß nämlich noch gut hörbar sein. Nimmt man hierbei eine Maximalfrequenz von 5000 Hertz an, so ergibt sich im günstigeren Falle $\nu_2 < \nu_1$ als maximal zulässige Kapazitätsänderung

$$\Delta C_{max} = \frac{2\,C_1}{\nu_1}(5000 + \nu_t) \qquad (22)$$

Für $L/C = 100$, $\nu_t = 3000$ ist diese Beziehung in Fig. 3 eingetragen (IV).

V. Substitution im Kreise I.

Die Kapazität ΔC_1 befindet sich im Kreise I; eine bestimmte Anfangsstellung ist eingestellt. Mittels einer Wippe wird ΔC_1 abgeschaltet und dafür ein bekannter Kondensator substituiert; er wird so lange verändert, bis die Ausgangsstellung wieder erreicht ist: die Kapazitäten zu beiden Seiten der Wippe sind dann einander gleich.

Von Vorteil ist einmal, daß keine Konstantenbestimmung notwendig ist, dann auch, daß die für die Messung notwendige Zeit äußerst kurz gehalten werden kann. Allerdings ist eine variable Vergleichskapazität von derselben Größe wie die unbekannte erforderlich. Auch liegt eine Schwierigkeit in der einwandfreien Konstruktion der Wippe; sie muß exakt symmetrisch sein, was mit genügender Genauigkeit bei Messung kleiner Kapazitäten sehr schwer zu erreichen ist.

E. Die Verwendung kürzerer Wellenlängen für die Messung.

Bei Benutzung kürzerer Wellenlängen bedürfen obige Ausführungen noch gewisser Ergänzungen.

So treten bedeutende Abweichungen von den errechneten Resultaten bei Annäherung an die Spuleneigenwelle auf. In bezug darauf sei jedoch auf M. Bureau[14]) verwiesen.

Aber auch dann, wenn man diesen nicht mehr quasistationären Verhältnissen aus dem Wege geht, indem man die Kreiskapazität nicht zu klein wählt, können Komplikationen auftreten, die in folgendem ihren Grund haben: Es läßt sich bei den angeführten Methoden nicht immer vermeiden, die Kapazitätsänderungen z. B. zum Zwecke der Kompensation nicht an der Kreiskapazität selbst, sondern an einer parallel geschalteten, u. U. sehr viel kleineren zweiten Kapazität vorzunehmen. Nun kann der Fall eintreten, daß die Selbstinduktion der benötigten Zuleitungen, die sich nicht beliebig verkleinern läßt und deren Größe den Wert 1000 cm erreichen kann, mit der Kreisselbstinduktion vergleichbar wird. Unter Berücksichtigung dieser Selbstinduktionen ist die Schaltung die der Fig. 4. Nach bekannten Methoden ergibt sich für die hier in Frage kommende Eigenfrequenz

$$\nu^2 = \frac{c^2}{8\pi^2 C_1 C_2 (L_0 L_1 + L_0 L_2 + L_1 L_2)}\Big[L_0 C_1 + L_1 C_1 + L_0 C_2 + L_2 C_2 - \sqrt{(L_0 C_1 + L_1 C_1 + L_0 C_2 + L_2 C_2)^2 - 4\,C_1 C_2 (L_0 L_1 + L_0 L_2 + L_1 L_2)}\Big] \qquad (23)$$

Es hat nun keinen Zweck, etwa unter Zugrundelegung der Gleichung (23) ganz allgemein die Abänderung der Gleichung (1′) durch die Berücksichtigung der Zuleitungsselbstinduktionen weiter zu verfolgen. Die sich ergebenden Gleichungen wären für die praktische Verwendung zu umständlich; in solchen Fällen dürfte sich nur eine empirische Konstantenbestimmung empfehlen.

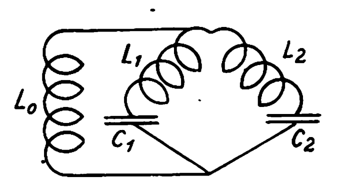


Fig. 4.

Jedoch ergibt sich leicht aus Gleichung (23), daß sich — abgesehen von dem trivialen Fall, daß die Zuleitungsselbstinduktionen klein gegenüber der Kreisselbstinduktion sind — die Gleichung (1′) noch in einem zweiten Fall anwenden läßt. Für $L_1 C_1 = L_2 C_2$ nämlich geht Gleichung (23) über in

$$\nu^2 = \frac{c^2}{4\pi^2 (L_0 C_1 + L_0 C_2 + L_2 C_2)}$$

In der Umgebung der Bedingung $L_1 C_1 = L_2 C_2$ kann man dann hinreichend genau $L_2 C_2$ durch $\frac{L_1 C_1 + L_2 C_2}{2}$ ersetzen, so daß sich schreiben läßt

$$\nu^2 = \frac{c^2}{4\pi^2 (C_1 + C_2)\left(L_0 + \frac{L_1 + L_2}{2}\right)} \qquad (24)$$

Daraus ergibt sich

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{L\,(C_1 + C_2)}\,\Delta C \qquad (25)$$

Auch in diesem Falle ist $\Delta\nu$ von L_1, L_2 nicht direkt abhängig.

Der Spezialfall bietet gegenüber einer beliebigen Wahl der Größen L_1, L_2, C_1, C_2 den Vorteil der Gültigkeit der für die einzelnen Methoden abgeleiteten Gleichungen und damit rechnerischer Konstantenbestimmung. Er läßt sich durch passende Dimensionierung von L_1, L_2 immer herstellen.

Zu der Grenzbedingung (3a) kommt in diesem Falle noch eine weitere, die darin ihren Grund hat, daß $L_1 \cdot C_1$ auch nach den erfolgten Kapazitätsänderungen ungefähr gleich $L_2 \cdot C_2$ bleiben muß. Diese Grenze ist bei den einzelnen Methoden, auch bei der Kompensations- und Substitutionsmethode, zu beachten.

II. Teil.

Untersuchungen über die Frequenzkonstanz bei kürzeren Wellenlängen.

Im ersten Teil ist gezeigt worden, einen wie großen Vorteil die Verwendung kürzerer Wellen mit sich bringen würde. Hindernd steht dem allein die notwendige, aber nur unter Schwierigkeiten zu erreichende hohe Konstanz der

von den beiden Röhrensendern gelieferten Frequenzen gegenüber.

A. Ursachen für die Inkonstanz der Frequenz und ihre Beseitigung.

Zur Vermeidung von Frequenzschwankungen müssen verschiedene Vorsichtsmaßregeln beachtet werden. Zunächst empfiehlt es sich, auf gute Kontakte (namentlich in der Heizungszuführung, Löten!) und auf gute Trocknung der Widerstände und Isolationen zu sehen. Ein Einbau der ganzen Apparatur zur Abschirmung kapazitiver Beeinflussungen von außen in geerdete Metallkästen ist selbstverständlich, ebenso die Einkapslung aller Hochfrequenz führenden Zuleitungen zum Detektorkreis in Metallröhren.

Wegen des großen Einflusses, den Erschütterungen ausüben, ist die Apparatur auf eine entsprechende Unterlage zu stellen. Unvermeidlich sind die Schwankungen, die in plötzlichen Aenderungen des Röhrenvakuums ihre Ursache haben.

Schließlich sind es Aenderungen der benutzten Batterien, die ebenfalls erhebliche Inkonstanzen hervorrufen können. Nun zeigt aber die folgende experimentelle Untersuchung über die Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsverhältnissen, daß es gewisse ausgezeichnete Werte dieser Größen gibt, für die ein geringfügiges Schwanken keine merkliche Inkonstanz erzeugt. Wenn man dies beachtet und daneben noch Röhren geringster Leistung und Batterien größter Kapazität benutzt, so werden sich die Frequenzschwankungen auf ein Minimum reduzieren lassen.

B. Die Abhängigkeit der Frequenz von den Betriebsbedingungen.

I. Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung war die der Fig. 5. Alle oben besprochenen Vorsichtsmaßregeln waren beachtet worden. Geerdet wurde an allen geeigneten Stellen. In beiden Sendern war aperiodisch-induktive Rückkopplung verwendet worden. Sie ließ sich durch mehr oder weniger weites Einschieben der kleineren Rückkopplungsspule in die größere Kreisspule mittels Spindel sehr fein variieren. Für ihren Grad gab ein willkürliches Maß ein seitlich angebrachter, in cm geteilter Maßstab.

Die Messung geschah nach Methode III: die durch eine Aenderung in Kreis I eintretende Frequenzänderung wurde durch einen Kondensator in Kreis II gemessen. Dazu lag in Kreis II parallel zum Hauptkondensator (60—200 cm) und einem anderen Kondensator zur Feineinstellung (die Bedienung beider Kondensatoren erfolgte durch Schnurlauf) ein Zylinderkondensator, der eigentliche Meßkondensator. Seine Länge betrug 10,0 cm, der Durchmesser des äußeren Zylinders 2,9 cm, der des inneren 0,896 cm. Ueber den inneren Zylinder konnte mittels einer Spindel von 1 mm Ganghöhe, die mit Hilfe einer längeren Führungsstange aus Hartgummi bedient wurde, ein dritter, eng anliegender Zylinder geschoben werden (vgl. Th. Wulf[16]). Durch ihn wurde eine der Verschiebung proportionale Veränderung der Kapazität erzielt, deren Größe bei Benutzung von Zylindern verschiedener Dicke zwischen 0,00438 und 0,221 cm pro mm Verschiebung lag. Die Berechnung geschah nach der Formel $C = \frac{1}{2} \frac{l}{ln \frac{r_a}{r_i}}$. Um eine Ablesung der Größe der Verschiebung des dritten Zylinders außerhalb des Kastens, in dem sich die Apparatur befand, zu ermöglichen, konnte durch einen, an der Führungsstange angebrachten Umdrehungszähler die Anzahl der ganzen Umdrehungen, also die Verschiebung in mm, festgestellt werden. Eine besondere Skala gestattete, Bruchteile einer Umdrehung abzulesen.

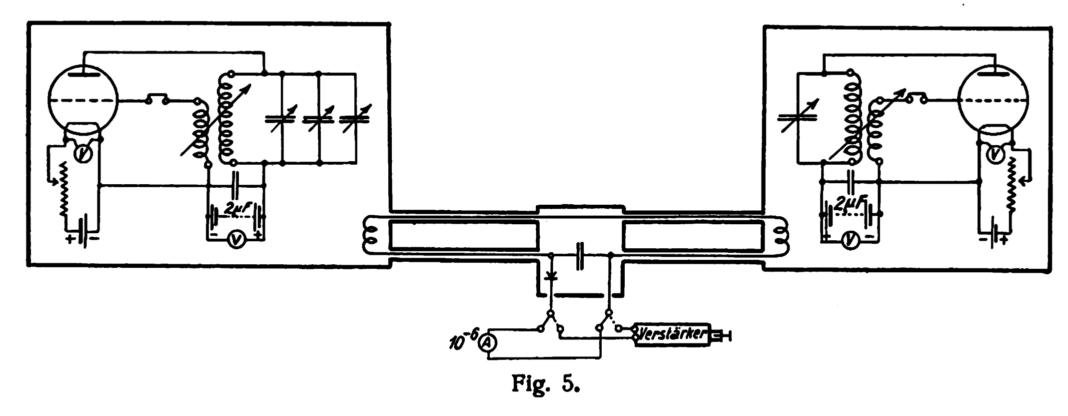


Fig. 5.

Der Detektorkreis enthielt neben einem Instrument zur Beobachtung des Stromminimums (10^{-6} A.) einen Verstärker mit Telefon zur schnellen Einstellung.

II. Ergebnisse.

Untersuchungen von W. H. Eccles und I. H. Vincent[2]) für $\lambda = 3000$ m, sowie von F. Strecker[18]) für Tonfrequenz und kleinste Amplituden beschäftigen sich bereits mit diesem Gebiet. Die folgenden Messungen sollen die Resultate der genannten Autoren hinsichtlich kürzerer Wellenlänge und anderer Röhrentypen ergänzen.

1. Heizspannung. Die Variation des Heizwiderstandes konnte keine gleichzeitige Aenderung der Gittervorspannung hervorrufen, da er sich auf der positiven Seite der Heizbatterie befand, der Gitteranschluß dagegen auf der negativen Seite. I. H. Vincent[2]) hat darauf hingewiesen, daß die Resultate bei in Solenoidform gewickelten Heizwiderständen leicht durch einen anderen Effekt gefälscht werden könnten, der in der mit der Widerstandsänderung verbundenen Selbstinduktionsänderung des Heizwiderstandes seinen Grund hätte. Ein Versuch zeigte jedoch, daß durch Einschalten von Selbstinduktionen, die die ungefähre Größe von der des Heizwiderstandes und ganz geringen Ohmschen Widerstand hatten, eine Frequenzänderung nicht merklich wurde.

Bei losen Rückkopplungen ergab sich für alle untersuchten Typen, daß die Abhängigkeit zwischen Frequenz und Heizspannung bei unveränderter Anoden- und Gittervorspannung mehr oder weniger grob durch eine Gerade dargestellt wurde, so zwar, daß mit steigender Heizspannung die Frequenz abnahm. Die Neigung der Geraden wurde mit festerer Rückkopplung und kürzerer Wellenlänge stärker; der Wert der Neigung, insbesondere die geringste ‚bei

losester Rückkopplung gerade noch erreichbare Neigung ergab sich naturgemäß als von Röhrentyp zu Röhrentyp verschieden. Als Röhren, bei denen diese Neigung den geringsten Wert hatte, wurden gefunden die Telefunkenröhren RE 209 und RE 11: es ergab sich pro $^1/_{10}$ Volt Heizungsänderung eine mittlere Frequenzänderung von ca. 20 bis 25 Hertz bei $\lambda = 200$ m, von ca. 400 bzw. 350 Hertz bei $\lambda = 33$ m. Die stärkste Neigung ergeben Ultraröhren, so die Orchestron 2 eine etwa 5 mal so große wie die RE 209.

verlauf bis zu den festesten Rückkopplungen ziemlich geradlinig.

Die gefundenen Resultate stehen z. T. im Widerspruch mit den von Eccles und Vincent mitgeteilten (ein Frequenz minimum bei hohen Heizspannungen), doch wird diese Abweichung auf die Verwendung anderer Röhrentypen zurückzuführen sein.

Aus den Versuchen ergeben sich zwei Wege zur Erzielung einer möglichst geringen Abhängigkeit der Frequenz von der Heizung: 1. kleinstmögliche Rückkopplung

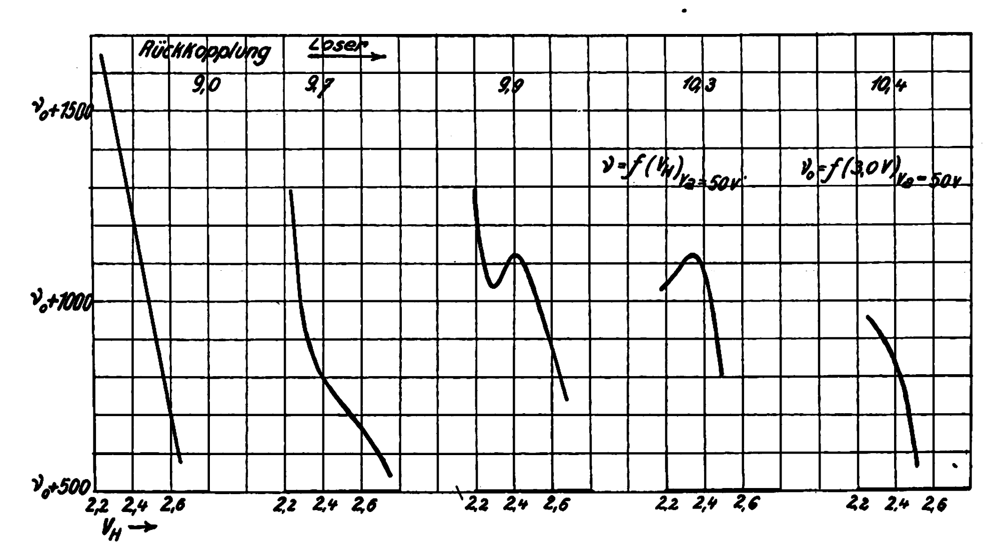


Fig. 6.

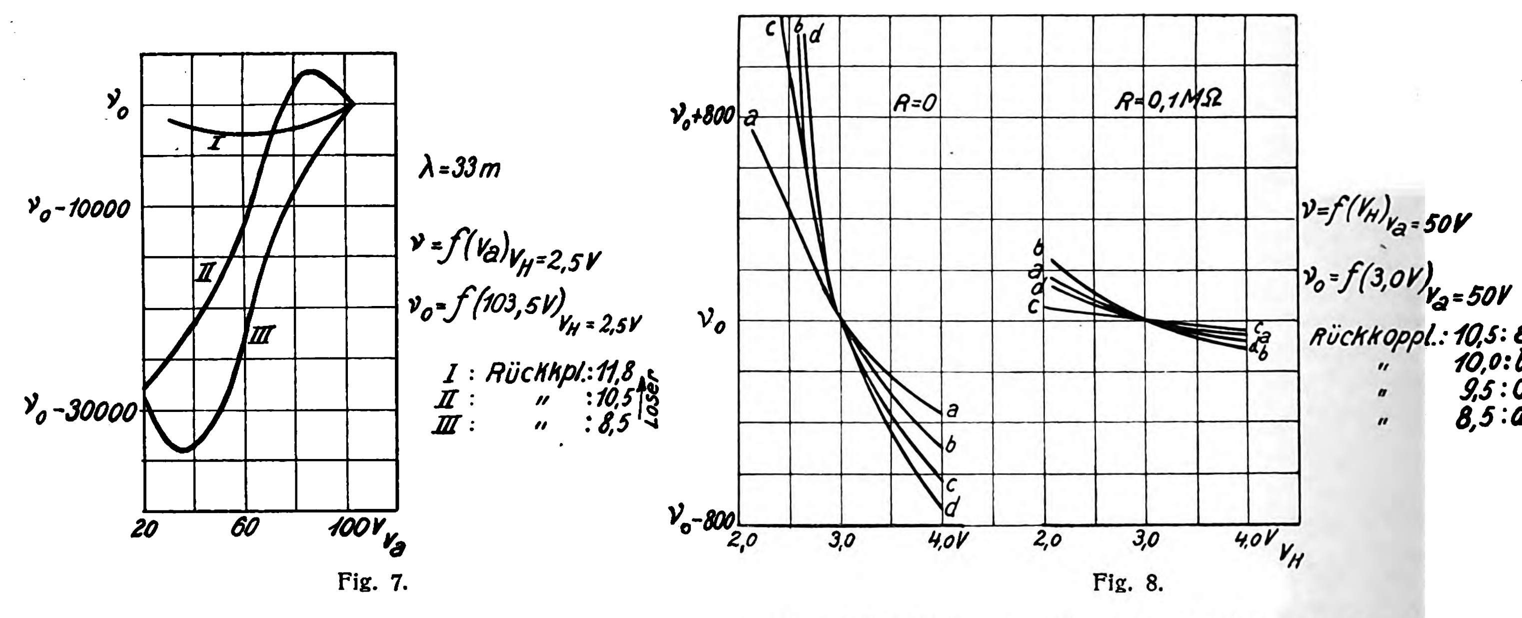


Fig. 7. Fig. 8.

Für mittlere Rückkopplungen ist das mit den meisten Röhren bei passender Wahl der Betriebsbedingungen zu erreichende Auftreten eines Maximums und eines Minimums bei geringen Heizspannungen charakteristisch. Bei sehr festen Rückkopplungen sind diese Extremwerte im Kurvenverlauf noch nicht ausgeprägt; erst mit loser werdender Rückkopplung entwickelt sich das Maximum und das Minimum in der Kurve, und zwar verschiebt sich die ganze Erscheinung dabei nach kleineren Heizspannungen hin (siehe Fig. 6, sie bezieht sich auf den Typ Telefunken RE 209 ($\lambda = 204$ m) und auf geringe Heizspannungen).

Der Charakter der sich für andere Röhren ergebenden Kurven war der an der RE 209 beobachteten Erscheinung ähnlich. Nur bei der Orchestron 2 (Ultra) blieb der Kurven-

oder 2. Einstellung auf die erwähnten Maxima oder Minima durch richtige Wahl von Heizung und Rückkopplung.

2. Anodenspannung. Hier konnte (im Gegensatz zu Eccles und Vincent, die bei allen untersuchten Röhren ein monotones Sinken der Frequenz mit steigender Anodenspannung beobachteten) festgestellt werden, daß ebenfalls ein Maximum und ein Minimum auftreten können. Fig. 7 zeigt als Beispiel wieder den Typ RE 209 für eine Wellenlänge von 33 m; bei konstanter Heizspannung von 2,5 Volt wurde die Anodenspannung von 20 bis 100 Volt variiert. — In jedem Falle war die Frequenz gegen Spannungsänderungen um so empfindlicher, je kürzer die Welle war. Ferner wurde festgestellt, daß für die benutzte Schaltung im Gegensatz zu den Ergebnissen für die Heiz-



spannung loseste Rückkoppplung nicht immer als am günstigsten zu bezeichnen ist.

3. Gitterstrombegrenzung. Nach E. Grüneisen und E. Merkel[13]), auch J. Zenneck und H. Rukop (G. Lubszinski)[17]) ist zu erwarten, daß sich durch Einschalten eines hohen, durch eine Kapazität überbrückten Widerstandes in die Gitterzuleitung die Abhängigkeit der Frequenz von der Heiz- und Anodenspannung sehr verringern läßt. Diese Wirkung beruht auf der Abriegelung bzw. Begrenzung des Gitterstromes, und zwar ist nach meinen Messungen der Erfolg um so größer, je größer der eingeschaltete Widerstand ist. Seiner beliebigen Erhöhung ist jedoch eine Grenze insofern gesetzt, als zu hohe Widerstände den Schwingungsvorgang zu einem intermittierenden machen, so daß der Sender evtl. tonfrequent moduliert erscheint (vgl. E. Armstrong, R. Beatty und A. Gilmaur, S. Rschewkin und B. Wwedensky u. a.[19])). Zur Vermeidung dieser Erscheinung mußte in meinem Falle der Gitterwiderstand kleiner als etwa 1 Megohm bleiben. — Fig. 8 zeigt die Abhängigkeit der Frequenz von der Heizung bei konstanter Anodenspannung, einmal ohne Gitterwiderstand und -kondensator, dann mit einem Widerstand von 0,1 Megohm und einem Kondensator von 200 cm Kapazität. Die Figuren 9 zeigen die Abhängigkeit der Frequenz von der Anodenspannung bei fester Heizung und einem von Figur zu Figur geänderten Gitterwiderstand ($R = 0$, $= 0{,}02$, $= 0{,}1$ Megohm). — In beiden Fällen zeigt sich, wie wichtig zur Erreichung einer guten Konstanz das Einschalten der Kombination $R \| C$ in den Gitterkreis ist.

4. Kristallsteuerung. Das erfolgreichste Mittel, sehr konstante Frequenzen zu erhalten, ist die Steuerung der Sender durch Kristalle. Leider läßt sich dieser Weg bei dieser Methode allenfalls nur in dem einen der beiden Hochfrequenzkreise, und auch dann nur, wenn in ihm während der Messung keine kapazitiven Aenderungen vorgenommen werden müssen (also nicht bei Methode III), einschlagen. — Zur Verfügung standen zwei Kristalle für Wellenlängen von 100,0 m und 86,13 m. Die Schaltung war die übliche. Zu Inkonstanzen der Frequenz konnten bei meiner Versuchsanordnung nur Heiz- und Anodenspannungsänderungen führen. Es wurde deshalb die Abhängigkeit der Frequenz von diesen Größen untersucht. Sie war zwar vorhanden, aber äußerst gering. Die Frequenzänderung pro $^1/_{10}$ Volt Spannungsänderung betrug nämlich bei der Heizung nur etwa 0,3, bei der Anodenspannung 0,04 Hertz.

C. Die erreichte Frequenzkonstanz.

Die Konstanz der Frequenz wurde durch Vergleich des bei der Ueberlagerung der beiden Hochfrequenzkreise entstehenden Tones mit dem Ton des Tonkreises geprüft. Die Schwingungszahl der Hochfrequenzkreise war dabei durch Einfügen der Kombination $R \| C$ in den Gitterkreis und Einstellung auf ein Maximum oder Minimum weitgehend unabhängig von Batterieschwankungen gemacht; im Tonkreis war dieses Mittel nicht angewendet worden, da seine Frequenz, wie sich durch Vergleich mit einer Stimmgabel ergab, hinreichend konstant blieb.

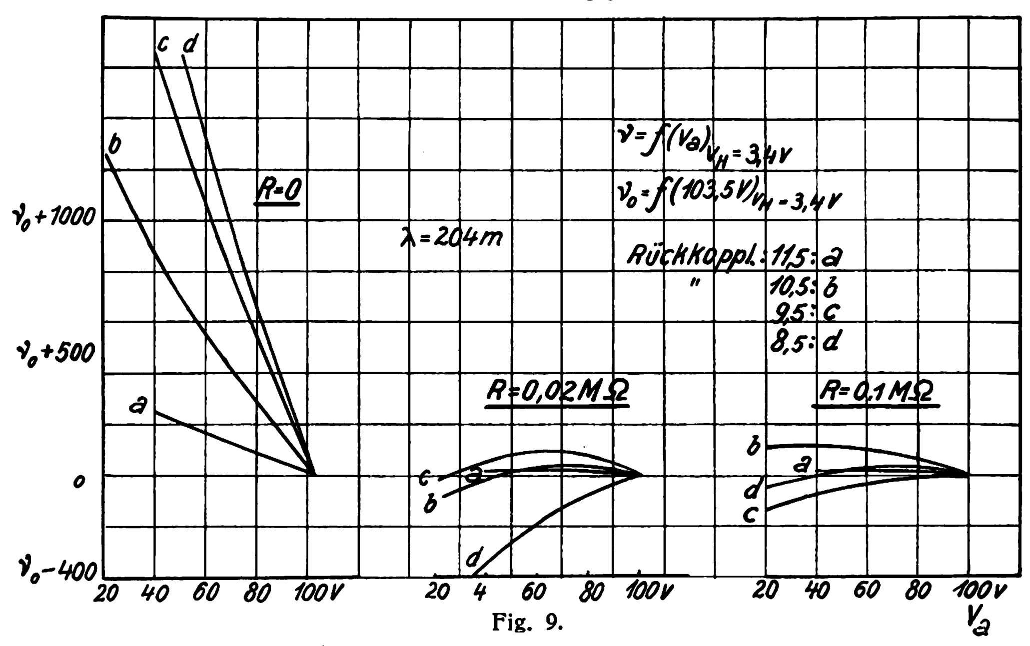


Fig. 9.

Von einer Konstanz konnte erst dann die Rede sein, wenn die Röhren vorher 1 bis 2 Stunden im Betrieb waren, denn nach dem Einschalten zeigte sich eine stetige Aenderung der Frequenz in einer bestimmten Richtung. Nachdem sich aber die Röhren eingebrannt hatten, blieb die Frequenz sehr gut konstant: während einer Zeit von 15 Minuten änderte sie sich um höchstens 1 Hertz bei einer Wellenlänge von 204 m. Bei kürzeren Wellen (bis etwa 20 m) war die Zeitdauer, für die die Konstanz auf 1 Hertz beobachtet wurde, zwar erheblich kürzer, reichte aber bei der vorgeschlagenen Einstellungmethode zur Messung vollständig aus.

III. Teil.

Messungen von Röhrenkapazitäten.

A. Die Scheinkapazität bei Verstärkern.

Ueber die Abhängigkeit der Eingangsimpedanz einer Röhre von ihrer Belastung im Ausgangskreis liegen schon Rechnungen vor von I. M. Miller[21]), St. Ballantine[21]), E. Schrader[10]) und M. v. Ardenne und W. Stoff[21]). Dabei ersetzt Miller die Röhre durch eine Kapazität in Reihe mit einem Verlustwiderstand, die anderen drei Autoren durch eine Kapazität mit parallelliegendem Verlustwiderstand. Bei einer rein ohmschen Belastung des Anodenstromes ist für das letzte Ersatzschema

$$c_g = C_{gk} + C_{ga}\left(1 + \frac{\frac{R}{DR_i} w - {}^2 R^2 C_{ga}(C_{ga} + C_{ak})}{1 + w^2 R^2 (C_{ga} + C_{ak})^2}\right) \quad (26)^*)$$

$$r_g = \frac{1 + w^2 (C_{ak} + C_{ag})^2 \cdot R^2}{w^2 R\, C_{ag} \left(C_{ag} + \frac{R}{D\, R_i} (C_{ak} + C_{ag}) \right)} \qquad (27)^*)$$

Dabei ist $\frac{1}{R} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_a}$, R_i der innere Widerstand der Röhre, R_a der ohmsche Widerstand im Außenkreis, w die Kreisfrequenz, D der Durchgriff, C_{gk}, C_{ak}, C_{ag} die Kapazitäten zwischen den drei Elektroden.

Die sich für die resultierende Kapazität c_g ergebende Gleichung ist von Miller mit Hilfe einer Widerstandskapazitätsbrücke bei einer Frequenz von etwa 1000 Hertz und von Schrader in einem Wellenlängenbereich von 2000 bis 1000 m mit Hilfe der Ueberlagerungsmethode geprüft worden.

Diese Untersuchung ist in dem benutzten Wellengebiet fortgeführt worden.

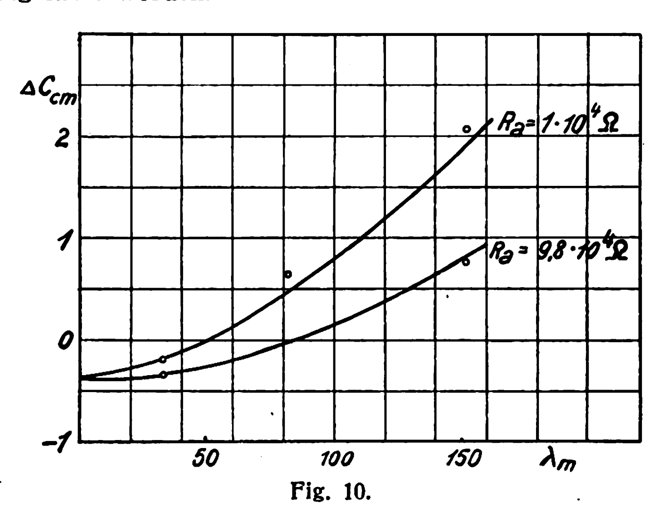


Fig. 10.

B. Meßanordnung.

Zur Messung wurde eine von Schrader angegebene Methode, die die Bestimmung von c_g in einen mit dem einen Sender gekoppelten Zwischenkreis verlegt und die dabei auftretende Zieherscheinung benutzt, verwendet. Bezüglich Einzelheiten sei auf die zitierte Arbeit verwiesen.

Es wurde die Kapazitätsänderung ΔC bestimmt, die eintrat, wenn zuerst der Widerstand O, dann der ohmsche Widerstand R_a im Anodenkreis lag. Die Messungen wurden an einer Telefunkenröhre (R E 11) ausgeführt, und zwar war die Anordnung empfindlich genug, nur eine Röhre zu benutzen. Für die Röhrenkapazitäten ergaben sich die Werte:

$$C_{gk} = 6{,}60 \text{ cm}, \quad C_{ak} = 7{,}27 \text{ cm}, \quad C_{ga} = 1{,}89 \text{ cm}.$$

C. Ergebnisse.

Es wurde die Abhängigkeit der Kapazitätsänderung ΔC von der Wellenlänge bei konstanten R_a, R_i, D ermittelt. Rechnerisch ergaben sich die Kurven der Fig. 10; die gemessenen Werte sind eingetragen. Bei den letzteren Zahlen ist zu beachten, daß sie noch einer Korrektion bedürfen: es tritt nämlich schon allein durch das Einbringen des Widerstandes r_g eine Kapazitätsvergrößerung $C_{corr} = \frac{1}{w^2 r g^2 C}$ (C = gesamte Kreiskapazität) auf; erst die unter Berücksichtigung dieser Korrektion sich ergebenden Werte (○) sind mit den rechnerischen Resultaten vergleichbar; es ergibt sich eine gute Uebereinstimmung.

*) Die erste dieser Gleichungen ist von Schrader angegeben, die zweite ergibt sich, wenn man bei von Ardenne und Stoff (l. c.) den reellen Teil der Gleichung (3a) gleich $1/r_g$ setzt ($\Re_g = \infty$).

Zusammenfassung.

1. Für die Messung von Kapazitäten mit dem Ueberlagerungsverfahren wird ein neues bequemes und genügend genaues Einstellungsverfahren angegeben, das auf der Existenz eines Mitnahmebereichs zwischen den beiden Sendern beruht.

2. Die einzelnen Meßmethoden werden diskutiert, besonders in Hinsicht auf die Anwendung der Näherungsformel; im Falle der Methode „Nachstimmen des Tonkreises", bei der die Näherungsformel versagt, wird eine neue Formel mit größerem Gültigkeitsbereich angegeben. — Für Messungen mit hohen Frequenzen wird eine Bedingung abgeleitet, unter der trotz störender Zuleitungsselbstinduktionen die Anwendung der Näherungsformel möglich bleibt.

3. Die Bedingungen zur Erzielung einer guten Konstanz der Frequenz werden festgestellt, insbesondere wird bei Inkonstanzen durch Heizungs- und Anodenspannungsschwankungen experimentell gezeigt, daß man sich durch richtige Wahl von Rückkopplung, Heizung und Anodenspannung, auch durch Einschaltung einer Kombination $R \parallel C$ in den Gitterkreis weitgehend von ihnen freimachen kann.

4. Es wird die Abhängigkeit der Eingangskapazität einer Röhre von der ohmschen Belastung des Ausgangskreises und der Wellenlänge ($\lambda = 150$ bis 30 m) gemessen und mit der vorhandenen Theorie verglichen.

Die obige Arbeit wurde im Technisch-Physikalischen Institut der Universität Jena auf Veranlassung von Herrn Professor Dr. A. Esau, dem ich auch an dieser Stelle für das rege fördernde Interesse meinen herzlichsten Dank aussprechen möchte, angefertigt.

Literatur.

[1]) L. Pungs und G. Preuner, Phys. Ztschr. 20, S. 543, 1919; I. Herweg, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 21, S. 572, 1919; G. Leithäuser, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 1, S. 23, 1920; W. Hammer, Ber. d. Naturf. Ges. Freiburg i. Br. 22, (2) S. 1, 1920; R. Ettenreich, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 2, S. 12, 1921; W. Glitsch, Phys. Ztschr. 23, S. 544, 1922.

[2]) R. Weller, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 14, S. 599, 1919; W. H. Eccles und I. H. Vincent, Proc. Roy. Soc. A. 96, S. 455, 1920; I. H. Vincent, Proc. Roy. Soc. A. 97, S. 191, 1921.

[3]) A. Pflüger, Phys. Ztschr. 22, S. 73, 1921.

[4]) R. Whiddington, Phil. Mag. 49, S. 634, 1920; C. B. Bazzoni, Journ. Frankl. Inst. 202, S. 35, 1926.

[5]) F. Kock und G. Schweikert, Phys. Ztschr. 23, S. 150, 1922.

[6]) R. Whiddington und A. Hare, Phil. Mag. 46, S. 607, 1923.

[7]) M. H. Belz, Phil. Mag. 44, S. 479, 1922.

[8]) W. Sucksmith, Phil. Mag. 43, S. 223, 1922.

[9]) I. Herweg, Phys. Ztschr. 21, S. 572, 1920; W. H. Hyslop und A. P. Carman, Phys. Rev. 15, S. 243, 1920; E. W. B. Gill, Rad. Rev. 2, S. 450, 1921; L. C. Jackson, Phil. Mag. 43, S. 481, 1922; W. Kast, Ann. d. Phys. 73, S. 145, 1924; C. T. Zahn, Phys. Rev. 23, S. 781, 1924; E. C. Fritts, Phys. Rev. 23, S. 345, 1924; H. Zahn, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 5, S. 38, 1924.

[10]) E. Schrader, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 24, S. 27, 1924.

[11]) I. P. Wagstaff, Phil. Mag. 47, S. 84, 1924; G. R. Wait, Phys. Rev. 29, S. 566, 1927.

[12]) C. Handford, Phil. Mag. 47, S. 896, 1924.

[13]) E. Grüneisen und E. Merkel, Ztschr. f. Phys. 2, S. 277, 1920.

[14]) M. Bureau, Onde electr. 5, S. 613, 1926; 6, S. 19, 1927.

[15]) H. G. Möller, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 17, S. 256, 1921; J. Golz, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 19, S. 281, 1922; H. G. Möller, „Elektronenröhren" 1922, S. 179 ff.

[16]) Th. Wulf, Phys. Ztschr. 26, S. 353, 1925.

[17]) J. Zenneck u. H. Rukop, „Lehrbuch d. drahtl. Telegr." S. 585, 1925.

[18]) F. Strecker, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 22, S. 245, 1923.

[19]) E. Armstrong, Proc. Inst. Rad. Eng. 1915; R. Beatty u. A. Gilmaur, Phil. Mag. 1920; S. Rschewkin und B. Wwedensky, Phys. Ztschr. 23, S. 150, 1922.

[20]) R. Whiddington und F. A. Long, Phil. Mag. 49, S. 113, 1925.

[21]) I. M. Miller, Scient. Pap. Bur. Stand. 15, S. 367, 1919; St. Ballantine, Phys. Rev. 15, S. 409, 1920; M. v. Ardenne und W. Stoff, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 30, S. 86, 1927.

[22]) A. Schulze, Arch. f. Elektrot. 18, S. 683, 1927; Ztschr. f. techn. Phys. 8, S. 495, 1927.

(Eingegangen am 19. Mai 1928.)

Ueber Maximalleistungen von Verstärkerröhren.

Von **Albrecht Forstmann** und **Ernst Schramm**, Berlin.

Die zwecks Entnahme möglichst großer Leistungen aus Elektronenröhren jeweils günstigste Größe des äußeren Widerstandes im Verhältnis zum inneren Widerstand der verwendeten Röhre sowie die günstigste Größe des Durchgriffes ist von verschiedenen Voraussetzungen abhängig, und zwar kommt es darauf an, ob der Hauptwert auf eine Oekonomie der Schaltung oder auf eine solche der Betriebsspannung gelegt wird. In ersterem Falle handelt es sich darum, mit einer gegebenen Gitterwechselspannung eine möglichst große Leistung zu erzielen, in letzterem Falle soll das gleiche mit einer gegebenen Anodenspannung erreicht werden.

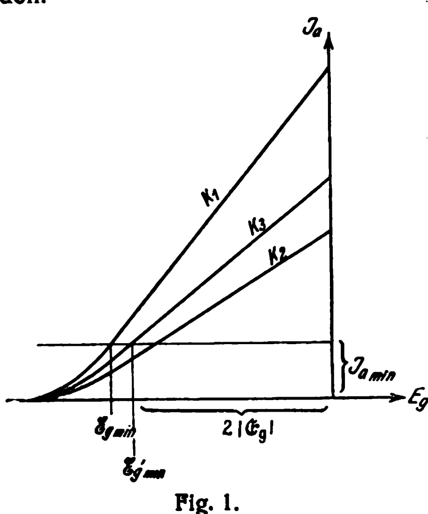


Fig. 1.

Bei gegebener Gitterwechselspannungsamplitude erhält man die günstigste Größe des äußeren Widerstandes im Verhältnis zum inneren Röhrenwiderstand, gleichgültig welcher Art die Belastung des Anodenkreises ist, solange im aussteuerbaren negativen Gitterspannungsgebiet noch keine Sättigung erreicht ist und das dynamische Gitterpotential immer negativ ist, unter Zugrundelegung der Formel:

$$N = \frac{|\mathfrak{E}_g|^2}{2\,a^2} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|^2} \tag{1}$$

durch Bildung der Optimumbedingung

$$\frac{d\,N}{d\,|\mathfrak{R}_a|} = 0,$$

zu

$$|\mathfrak{R}_{a_{\text{opt}}}| = R_i.$$

Es soll in nachstehendem festgestellt werden, wie groß der äußere Widerstand im Verhältnis zum inneren Röhrenwiderstand zur Erzielung einer optimalen Wechselstrom-Leistung bei gegebener Anodenbatteriespannung zu machen ist, und zwar zunächst für den Fall, daß die Röhrenkennlinien im aussteuerbaren Gebiet, also im Bereich negativen Gitterpotentials, noch keine Sättigung erreicht haben.

In der Fig. 1 stellt die Kurve K_1 die statische Röhrenkennlinie, die Kurve K_2 die Arbeitskennlinie für rein Ohmsche Belastung und den Fall $R_a = R_i$, die Kurve K_3 die Arbeitskennlinie für gleiche Belastungsart und $R_a < R_i$ dar. Durch Verkleinerung des äußeren Widerstandes unter den Wert $R_a = R_i$ ergibt sich einmal ein größeres aussteuerbares Gitterspannungsgebiet, die maximal zulässige Gitterwechselspannungsamplitude kann also vergrößert werden. Weiterhin wird auch der aussteuerbare Anodenstrom infolge der steileren Arbeitskennlinie größer, die Anodenwechselspannung allerdings nimmt, wenigstens solange man die durch die Verkleinerung des äußeren Widerstandes vergrößerte Aussteuerungsmöglichkeit nicht berücksichtigt, ab.

Das negative Gitterpotential, bis zu dem die statische Röhrenkennlinie ausgesteuert werden kann, ist in bekannter Weise gegeben durch die Beziehung[1])

$$Eg_{\min} = \frac{1}{2\,p} - a\,E_a. \tag{2}$$

Der kleinste Anodenstromwert, bis zu dem die statische Röhrenkennlinie mit Rücksicht auf die Geradlinigkeitsbedingung ausgesteuert werden darf, ist gleichfalls in bekannter Weise gegeben zu

$$Ja_{\min} = k\left[\frac{1}{1+a}\left(Eg_{\min} + a\,E_a\right)\right]^{3/2} = k \cdot \left[\frac{1}{1+a} \cdot \frac{1}{2\,p}\right]^{3/2} \tag{3}$$

Dieser für die statische Röhrenkennlinie geltende geringste dynamische Stromwert soll auch für die Arbeitskennlinien gelten (bei eingeschaltetem äußeren Widerstand wären die Geradlinigkeitsbedingungen auch noch für kleinere Stromwerte erfüllt), da die Abweichungen nur geringe sind.

Infolge der Einschaltung eines ohmschen Widerstandes in den Anodenkreis nimmt der für die statische Röhrenkennlinie gültige Aussteuerbereich um $a \cdot Ja_{\min} \cdot R_a$ ab, das negativste dynamische Gitterpotential, d. h. das, bis zu dem die Arbeitskennlinie noch ausgesteuert werden darf, ergibt sich dann zu

$$Eg'_{\min} = Eg_{\min} + a\,Ja_{\min} \cdot R_a. \tag{4}$$

Setzt man nun

$$Eg'_{\min} = -2\,|\mathfrak{E}_g|,$$

so erhält man die im Maximum anwendbare Gitterwechselspannungsamplitude zu

$$|\mathfrak{E}_g| = -\frac{a \cdot Ja_{\min} \cdot R_a + Eg_{\min}}{2}. \tag{5}$$

Unter Berücksichtigung der Formel (1) ergibt sich dann die Anodenwechselstromleistung zu

$$N = \left(-\frac{a \cdot Ja_{\min} \cdot R_a + Eg_{\min}}{2}\right)^2 \cdot \frac{1}{2\,a^2} \cdot \frac{R_a}{(R_a + R_i)^2}. \tag{6}$$

Bilden wir die Optimumbedingung

$$\frac{d\,N}{d\,R} = 0,$$

so ergibt sich nach Durchführung der Differentiation für den optimalen Wert des äußeren Widerstandes bei ge-

[1]) Vgl. A. Forstmann und E. Schramm, Über Arbeitskennlinien und die Bestimmung des günstigsten Durchgriffes von Verstärkerröhren, ds. Jahrb. **30**, Heft 3, S. 89. — (p sei mit 0,1 angenommen.)

gebener Anodenbatteriespannung und rein ohmscher Belastung die Beziehung

$$R_{a_{\text{opt}}} = \frac{(E_{g_{\min}} - 3\,a\,J_{a_{\min}} \cdot R_i) + \sqrt{(E_{g_{\min}} - 3\,a\,J_{a_{\min}} \cdot R_i)^2 - 4\,a\,J_{a_{\min}}\,R_i \cdot E_{g_{\min}}}}{2\,a\,J_{a_{\min}}}, \quad (7)$$

nur durch die Röhrendaten und die Anodenbatteriespannung ausgedrückt, ergibt sich

$$R_{a_{\text{opt}}} = \frac{\frac{1}{2p} - a\,E_a - 3\,k\,a\,R_i\left(\frac{1}{2p(1+a)}\right)^{3/2} + \sqrt{\left[\frac{1}{2p} - a E_a - 3\,k\,a\,R_i\left(\frac{1}{2p(1+a)}\right)^{3/2}\right]^2 - 4\,k\,a\,R_i\left(\frac{1}{2p(1+a)}\right)^{3/2}\left(\frac{1}{2p} - a\,E_a\right)}}{2\,a\,k\left(\frac{1}{2p(1+a)}\right)^{3/2}}. \quad (7a)$$

Stellt man den Ausdruck Formel (7) in Abhängigkeit von der Anodenbatteriespannung graphisch dar, und zwar für

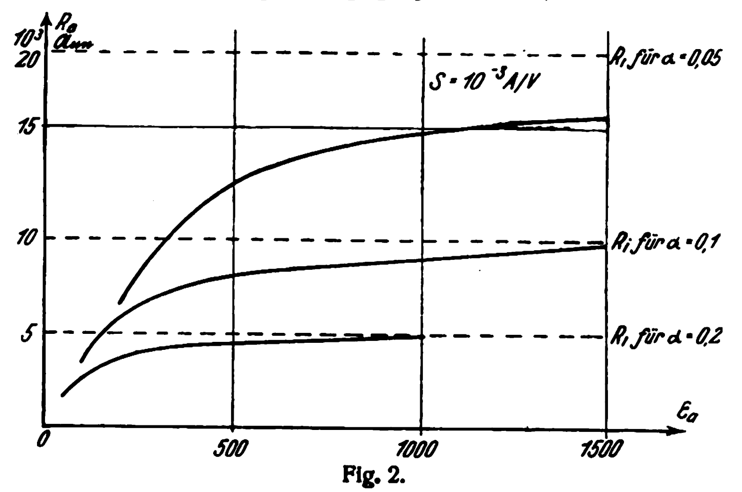


Fig. 2.

verschiedene Röhren gleicher Steilheit aber verschiedenen Durchgriffes, so ergeben sich die in der Fig. 2 wiedergegebenen Kurven.

Da für die Röhren, deren entsprechende Verhältnisse in der Fig. 2 wiedergegeben wurden, S und $J_{a_{\min}}$ konstant sind, muß

$$\frac{R_a}{R_i} = \frac{(S \cdot E_{g_{\min}} - 3\,J_{a_{\min}}) + \sqrt{(S \cdot E_{g_{\min}} - 3\,J_{a_{\min}})^2 - 4\,J_{a_{\min}} \cdot E_{g_{\min}}}}{2\,J_{a_{\min}}}. \quad (8)$$

gleiche Verschiebungsspannung vorausgesetzt, immer denselben Wert haben. In Abhängigkeit von der Verschiebungs-

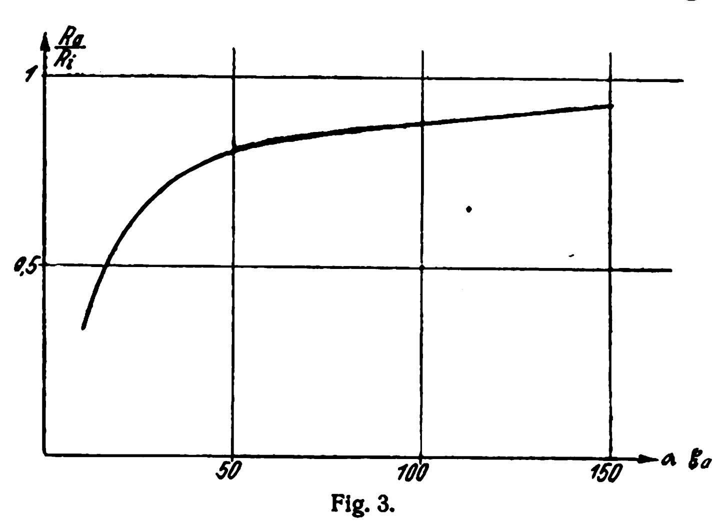


Fig. 3.

spannung ergibt sich also für Röhren verschiedenen Durchgriffs für das Verhältnis $\frac{R_a}{R_i}$ nur eine einzige Kurve, wie sie in der Fig. 3 wiedergegeben ist.

Bei gegebener Anodenbatteriespannung und rein ohmscher Belastung ist also nicht wie bei gegebener Gitterwechselspannungsamplitude das günstigste Verhältnis zwischen äußerem Belastungswiderstand und innerem Röhrenwiderstand $\frac{R_a}{R_i} = 1$, sondern man erhält die größte Wechselstromleistung für ein kleineres Verhältnis $\frac{R_a}{R_i}$, wobei der jeweilige beste Wert von der Verschiebungsspannung abhängig ist und sich asymptotisch dem Wert 1 nähert.

Für die Anpassung $R_a = R_i$ geht die Formel (6), wenn man für $E_{g_{\min}}$ seinen Wert einsetzt und berücksichtigt, daß Gitterströme nicht bei 0 Volt Gitterspannung, sondern bei ε Volt Gitterspannung einsetzen, über in

$$N_{\text{opt}} = \frac{\left(a\left[E_a - J_{a_{\min}} \cdot R_i\right] - \left[\frac{1}{2p} - \varepsilon\right]\right)^2}{32} \cdot \frac{S}{a}\ ^{2)} \quad (6a)$$

Etwas anders liegen die Verhältnisse bei rein induktiver Belastung des Anodenkreises. In der Fig. 4 stellt die Kurve K_1 die statische Röhrenkennlinie, die Kurve K_2 die Arbeitskennlinie für den Fall $|\mathfrak{R}_a| = R_i$ und die Kurve K_3 die Arbeitskennlinie für den Fall $|\mathfrak{R}_a| > R_i$ dar.

Während bei rein ohmscher Belastung des Anodenkreises durch Verringerung von R_a eine Vergrößerung des

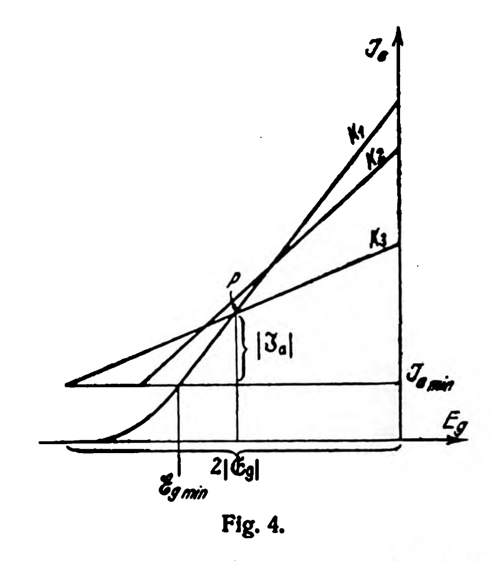


Fig. 4.

Gitterspannungsaussteuerungsbereiches erfolgt, erreicht man eine solche hier durch Vergrößerung von $|\mathfrak{R}_a|$, hierdurch wird gleichzeitig eine Erhöhung der Anodenwechsel-

[2] Vgl. auch W. P. Radt: Über Maximalleistungen von Verstärkerröhren, E. N. T., Bd. 3, S. 21, 1926.

spannung in doppelter Hinsicht erreicht, während der Anodenwechselstrom geringer wird.

Der größte Wert, den die negative Gitterspannung unter Berücksichtigung der Geradlinigkeitsbedingung für die statische Röhrenkennlinie annehmen kann, ist wieder gegeben durch die Beziehung Formel (2), ebenfalls der kleinste Wert, den für diese Kennlinie der Anodenstrom annehmen darf und der auch der kleinste dynamische Wert für die Arbeitskennlinien sein soll, durch die Formel (3).

Es sei angenommen, daß die Kennlinien vom Stromwert $J_{a_{\min}}$ nach größeren Stromwerten zu geradlinig verlaufen. Für die Kennlinien von diesem Stromwert an lassen sich also lineare Beziehungen aufstellen.

Die Kurve K_1 ist also ausgedrückt vom Punkte $J_{a_{\min}}$ an durch die Gleichung der Geraden

$$J_a = S\,(E_g - E_{g_{\min}}). \tag{9}$$

Der zum Punkte P der Fig. 4 gehörige Stromwert stellt dann für den $J_{a_{\min}}$ überschreitenden Teil die Amplitude des Anodenwechselstromes dar, der zu ihm gehörige Gitterspannungswert ist die Amplitude der Gitterwechselspannung; entsprechend Formel (9) können wir also sagen

$$|\mathfrak{J}_a| = S\,(-|\mathfrak{E}_g| - E_{g_{\min}}), \tag{9a}$$

weiterhin ist aber auch

$$\frac{|\mathfrak{J}_a|}{|\mathfrak{E}_g|} = |\mathfrak{S}_A| = \frac{1}{a}\cdot\frac{1}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}. \tag{10}$$

Hieraus folgt für die Gitterwechselspannungsamplitude

$$|\mathfrak{E}_g| = |\mathfrak{J}_a|\cdot a\cdot|\mathfrak{R}_a + R_i|, \tag{11}$$

oder unter Berücksichtigung der Formel (7a) auch

$$|\mathfrak{E}_g| = \frac{-S\cdot E_{g_{\min}} - |\mathfrak{J}_a|}{S}. \tag{11a}$$

Durch Gleichsetzung der beiden letztgenannten Ausdrücke für $|\mathfrak{E}_g|$ und Umformung nach $|\mathfrak{J}_a|$ ergibt sich dann

$$|\mathfrak{J}_a| = -\frac{E_{g_{\min}}\cdot S}{1 + \frac{1}{R_i}|\mathfrak{R}_a + R_i|}. \tag{12}$$

Setzt man diesen Ausdruck für $|\mathfrak{J}_a|$ in die Beziehung für die Wechselstromleistung des Anodenkreises

$$N = \frac{|\mathfrak{J}_a|^2\cdot|\mathfrak{R}_a|}{2}$$

ein, so ergibt sich

$$N = \frac{(-E_{g_{\min}})^2}{2\,a^2}\cdot\frac{|\mathfrak{R}_a|}{(|\mathfrak{R}_a + R_i| + R_i)^2} \tag{13}$$

oder, da die Belastung als rein imaginär angenommen ist,

$$N = \frac{(-E_{g_{\min}})^2}{2\,a^2}\cdot\frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a|^2 + 2\,R_i\,(R_i + \sqrt{|\mathfrak{R}_a|^2 + R_i^2})} \tag{13a}$$

Wir bilden wieder die Optimumbedingung und erhalten nach Differentiation

$$|\mathfrak{R}_{a_{\mathrm{opt}}}| = \sqrt{\frac{12\,R_i^4 + 4\,R_i^3 - 1 + \sqrt{144\,R_i^8 + 96\,R_i^7 + 80\,R_i^6 + 64\,R_i^5 - 88\,R_i^4 - 72\,R_i^3 + 1}}{8\,R_i\,(R_i + 1)}}. \tag{14}$$

Stellt man nun $|\mathfrak{R}_a|$ in Abhängigkeit von R_i dar, so erhält man die aus der Fig. 5 ersichtliche Kurve. Für praktische Werte von R_i kann man nun die Glieder mit kleineren Exponenten vernachlässigen und braucht lediglich die größten Potenzen von R_i zu berücksichtigen, das günstigste Verhältnis des äußeren Belastungswiderstandes zum inneren Röhrenwiderstand ist dann gegeben zu

$$|\mathfrak{R}_{a_{\mathrm{opt}}}| = \sqrt{\frac{12\,R_i^4 + \sqrt{144\,R_i^8}}{8\,R_i^2}}. \tag{14a}$$

Hieraus ergibt sich, daß bei gegebener Anodenbatteriespannung die zur Erzielung der Optimalleistung bei rein imaginärer Belastung des Anodenkreises erforderliche Größe des äußeren Widerstandes abhängig ist von der Größenordnung des inneren Röhrenwiderstandes und für die meisten Fälle gegeben ist durch die Beziehung

$$|\mathfrak{R}_{a_{\mathrm{opt}}}| = R_i\sqrt{3}. \tag{15}$$

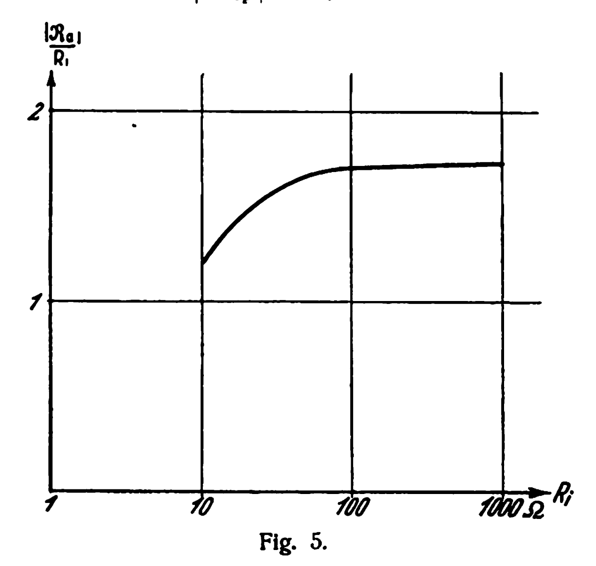


Fig. 5.

Die günstigste Leistung bei gegebener Anodenbatteriespannung ergibt sich dann für den letztgenannten Fall unter Berücksichtigung der Formel (13) zu

$$N_{\mathrm{opt}} = \frac{\left(a\,E_a - \frac{1}{2\,p}\right)^2}{18}\cdot\frac{S}{a}\sqrt{3}. \tag{16}$$

berücksichtigt man noch, daß Gitterströme nicht bei 0 Volt Gitterspannung, sondern bei ε Volt einsetzen, so wird

$$N = \frac{\left(a\,E_a - \left[\frac{1}{2\,p} - \varepsilon\right]\right)^2}{18}\cdot\sqrt{3}\cdot\frac{S}{a}. \tag{16a}$$

Für den Fall der Belastung der Röhre mit einem idealen Ausgangstransformator, also einem solchen mit phasenfreiem Eingangswiderstand geht Formel (13) über in

$$N = \frac{(-E_{g_{\min}})^2}{2\,a^2}\cdot\frac{R_a}{(R_a + 2\,R_i)^2}. \tag{17}$$

Durch Aufstellung der Optimumbedingung und Differentiation ergibt sich dann[8])

$$R_{a_{\mathrm{opt}}} = 2\,R_i.$$

Die Formel (16 a) geht dann für den vorliegenden Fall über in

[8]) Vgl. auch W. P. Radt lc.

$$N = \frac{\left(a\,E_a - \left[\frac{1}{2p} - \varepsilon\right]\right)^2}{16} \cdot \frac{S}{a}. \qquad (18)$$

Aus den für die Größe der Leistung angegebenen Formeln (6a), (16a) und (18) geht hervor, daß die Leistung der Steilheit direkt proportional ist. Zur Erzielung einer möglichst großen Leistung mit gegebener Anodenspannung soll also eine Röhre möglichst großer Steilheit oder mehrere parallel geschaltete Röhren verwendet werden. Der Durchgriff soll gleichfalls um mit einer gegebenen Anodenspannung ein Maximum an Leistung erzielen, so groß wie technisch möglich sein, hierdurch müssen natürlich entsprechend größere Gitterwechselspannungen angewandt werden.

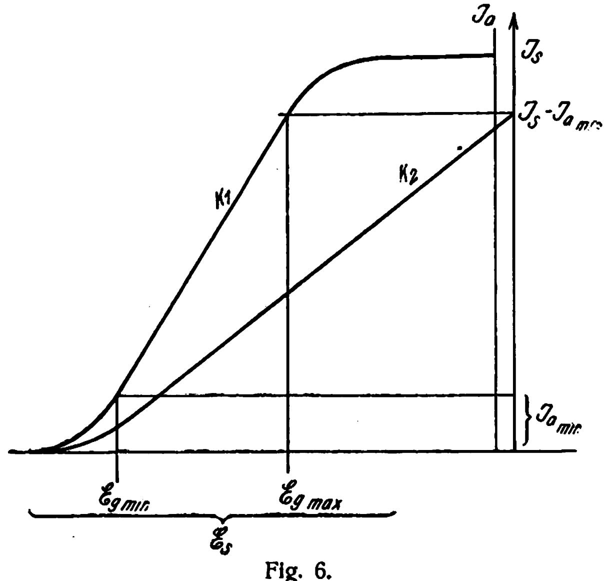


Fig. 6.

Für Doppelgitterröhren in Schutznetzschaltung ist zu setzen

$$E_{g_{min}} = \frac{1}{2p} - \frac{a_1}{1 + a_2}(E_{sch} + a_2 E_a). \qquad (19)$$

Unter Berücksichtigung dieser Beziehung in den Formeln (6a), (16a) und (17) lassen sich die entsprechenden Beziehungen für die Größe der Leistung bei Doppelgitterröhren in Schutznetzschaltung unschwer ableiten.

Bei solchen Röhren ist die Bedingung zu beachten[4])

$$\frac{S \cdot \left[a\,E_a + \frac{1}{2p} - E_s\right]}{J_s - J_{a_{min}}} \geq \frac{(S \cdot E_{g_{min}} - 3\,J_{a_{min}}) + \sqrt{(S \cdot E_{g_{min}} - 3\,J_{a_{min}})^2 - 4\,J_{a_{min}} \cdot E_{g_{min}}}}{2 \cdot J_{a_{min}}}. \qquad (19\,)$$

$$E_a \geq \frac{|\mathfrak{E}_g|}{a} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|} + J_a \cdot R_a + E_{sch} \qquad (20)$$

eine Bedingung, die sich durch Einfügung eines weiteren Gitters zwischen Anode und Schutznetz, welches an Kathodenpotential liegt, noch verbessern läßt[5]), zu

$$E_a \geq \frac{|\mathfrak{E}_g|}{a} \cdot \frac{|\mathfrak{R}_a|}{|\mathfrak{R}_a + R_i|} \qquad (20a)$$

Da die Größe der Leistung von der Verschiebungsspannung abhängig ist, die bei Doppelgitterröhren in Schutznetzschaltung für gegebenes Schutznetzpotential der Größe des Durchgriffes des Schutznetzes durch das Steuergitter direkt proportional ist, so handelt es sich bei diesen Röhren darum, den Durchgriff des Schutznetzes durch das Steuergitter so groß wie möglich zu machen, während man den Durchgriff der Anode durch das Schutznetz klein halten kann, wodurch man in der Lage ist, sehr große Leistungen mit sehr kleinen Gitterwechselspannungen aussteuern zu können.

Die obigen Feststellungen galten für den Fall, daß die Kennlinien bei der gegebenen Anodenspannung innerhalb des aussteuerbaren negativen Gitterpotentialgebietes noch keine Sättigung erreicht hatten, haben sie Sättigung erreicht, so ist folgendes zu beachten.

Ist in der Fig. 6 die Kurve K_1 die statische Röhrenkennlinie, so ist ihr geradliniger Teil, wenn angenommen wird, daß oberer und unterer Kennlinienknick gleiche Krümmung haben, begrenzt durch die Stromwerte $J_{a_{min}}$ und $J_s - J_{a_{min}}$. Schneiden nun die auf Grund der Formeln (7) und (14) festgestellten günstigsten Werte für die äußere Belastungsgröße zugehörigen Arbeitskennlinien die Ordinate im oder unterhalb des Stromwertes $J_s - J_{a_{min}}$, so bleiben die oben für die günstigste Größe der äußeren Belastungswiderstände gefundenen Beziehungen bestehen, ist dies nicht der Fall, so gilt folgendes.

Derjenige Wert des äußeren Belastungswiderstandes ist der günstigste, dessen zugehörige Arbeitskennlinie die Ordinate im Stromwert $J_s - J_{a_{min}}$ schneidet.

Betrachten wir zunächst die Verhältnisse für den Fall, daß der äußere Widerstand ein rein ohmscher ist. Das zum Stromwert $J_s - J_{a_{min}}$ gehörige Gitterpotential ist gegeben zu

$$E_{g_{max}} = -\left(a\,E_a + \frac{1}{2p} - E_s\right). \qquad (21)$$

Da die Arbeitskennlinie die Ordinate beim Stromwert $J_s - J_{a_{min}}$ schneiden soll, so ist

$$R_a \cdot (J_s - J_{a_{min}}) \cdot a = a\,E_a + \frac{1}{2p} - E_s. \qquad (22)$$

Der günstigste äußere Widerstand ergibt sich hiernach zu

$$\mathfrak{R}_{a_{opt}} = R_i \cdot \frac{S \cdot \left[a\,E_a + \frac{1}{2p} - E_s\right]}{J_s - J_{a_{min}}}. \qquad (23)$$

Dieser Wert für R_a ist aber nur so lange gültig, als

Die zur Aussteuerung der maximalen Leistung gültige Gitterwechselspannungsamplitude ergibt sich zu

$$|\mathfrak{E}_g| = -\frac{a \cdot J_{a_{min}} \cdot R_{a_{opt}} + E_{g_{min}}}{2}. \qquad (23a)$$

Für die Belastung des Anodenkreises mit einer reinen Selbstinduktion ergeben sich die in der Fig. 7 wiedergegebenen Verhältnisse.

Die hier zur Aussteuerung der Maximalleistung erforderliche Gitterwechselspannungsamplitude ist gegeben zu

$$|\mathfrak{E}_g| = a\,E_a - \frac{E_s}{2}, \qquad (24)$$

die im Höchstfalle zulässige Amplitude des Anodenwechselstromes ist

$$|\mathfrak{J}_a| = \frac{J_s}{2} - J_{a_{min}}. \qquad (25)$$

[4]) A. Forstmann: Über unverzerrte Leistungsabgabe durch Elektronenröhren, ds. Jahrb. Bd. 31, Heft 2, 1928.

[5]) Inzwischen auch von B. D. H. Tellegen angegeben, vgl. den Aufsatz: Endverstärkerprobleme, ds. Jahrb., Bd. 31, Heft 6, S. 183, 1928.

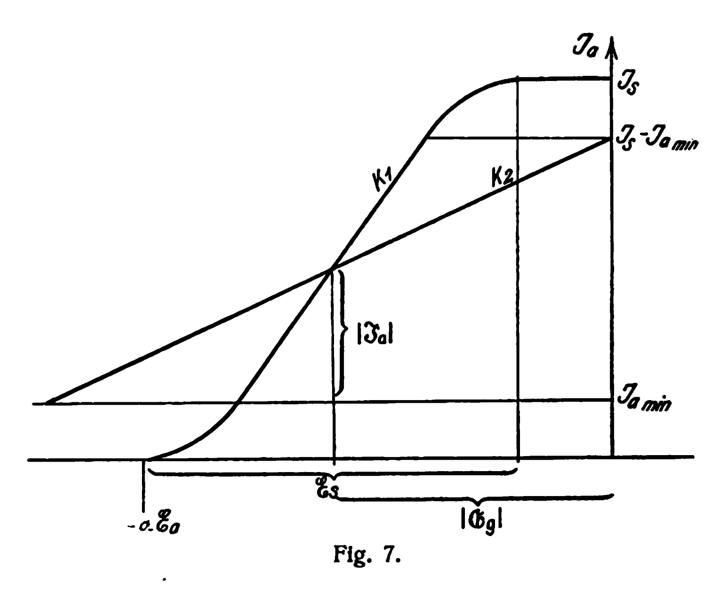


Fig. 7.

Setzt man nun die oben für $|\mathfrak{E}_g|$ und $|\mathfrak{J}_a|$ gefundenen Ausdrücke in die Gleichung für die Arbeitskennlinie

$$|\mathfrak{S}_A| = \frac{|\mathfrak{J}_a|}{|\mathfrak{E}_g|} = \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}$$

ein, so ergibt sich

$$\frac{J_s - 2\,J_{a_{\min}}}{2\,a\,E_a - E_s} = \frac{1}{a} \cdot \frac{1}{|\mathfrak{R}_a + R_i|}. \tag{26}$$

Hieraus erhält man unter Berücksichtigung, daß $\mathfrak{R}_a$ rein imaginär ist, den optimalen Wert für den äußeren Belastungswiderstand zu

$$|\mathfrak{R}_{a_{\text{opt}}}| = R_i \cdot \sqrt{S^2 \left(\frac{2\,a\,E_a - E_s}{J_s - 2\,J_{a_{\min}}}\right)^2 - 1}, \tag{27}$$

auch dieser Wert gilt nur solange als

$$S^2 \left(\frac{2\,a\,E_a - E_s}{J_s - 2\,J_{a\min}}\right)^2 \geqq 4.$$

Zusammenfassung.

Unter Berücksichtigung der Geradlinigkeitsbedingung werden die zur Erzielung von Maximalleistungen bei gegebener Anodenbatteriespannung günstigsten Werte für die Größe des äußeren Belastungswiderstandes aufgestellt. Weiterhin werden die Bedingungen angegeben, die hinsichtlich der Größe von Steilheit und Durchgriff zu beachten sind, um mit einer gegebenen Anodenspannung ein Maximum an Leistung zu erzielen.

(Eingegangen am 24. März 1928.)

Einige Messungen über die Hochfrequenzspannungen an der Eingangsseite von Empfängern.

Von **Manfred von Ardenne**, Berlin.

Um zu ermitteln, welche Hochfrequenzverstärkungsgrade in den Empfängern notwendig sind, damit bestimmte Stationen bei gegebener Antenne eine gute Aussteuerung der Endstufe ergeben, ist es erforderlich, die Größenordnung der Hochfrequenzspannungen zu kennen, die an der Eingangsseite der Empfänger bestehen. Diese Hochfrequenzspannungen betragen in den meisten Fällen weniger als 0,1 Volt. Sie sind daher mit Hilfe der bekannten Elektrometer und Röhrenvoltmeter nicht mehr exakt zu bestimmen. Es ist naheliegend, den Meßbereich der Instrumente zur Durchführung der angedeuteten Messungen durch die Vorschaltung eines Hochfrequenzverstärkers mit bekanntem Verstärkungsgrad in dem erforderlichen Maße zu steigern. Die Herstellung wirksamer Hochfrequenzverstärker mit definiertem Verstärkungsgrad bereitete jedoch jedenfalls für den Rundfunkwellenbereich bisher erhebliche Schwierigkeiten, weil diese Verstärker nur mit abgestimmten Kopplungsgliedern gebaut werden konnten und bei diesen Verstärkern Aenderungen des Verstärkungsgrades durch unübersehbare Rückkopplungen kaum ausreichend vermieden werden konnten. Auch durch Anwendung einer Zwischenfrequenz gelingt es kaum, die Eingangsspannungen hinreichend genau zu bestimmen, weil infolge der auch durch die Hilfsfrequenz noch nicht ganz vermiedenen Amplitudenabhängigkeit des ersten Gleichrichters eine gewisse Unsicherheit gegeben ist. Durch die Verwendung aperiodischer Verstärker mit definiertem Verstärkungsgrad[1]), bei denen durch sorgfältige Ab-

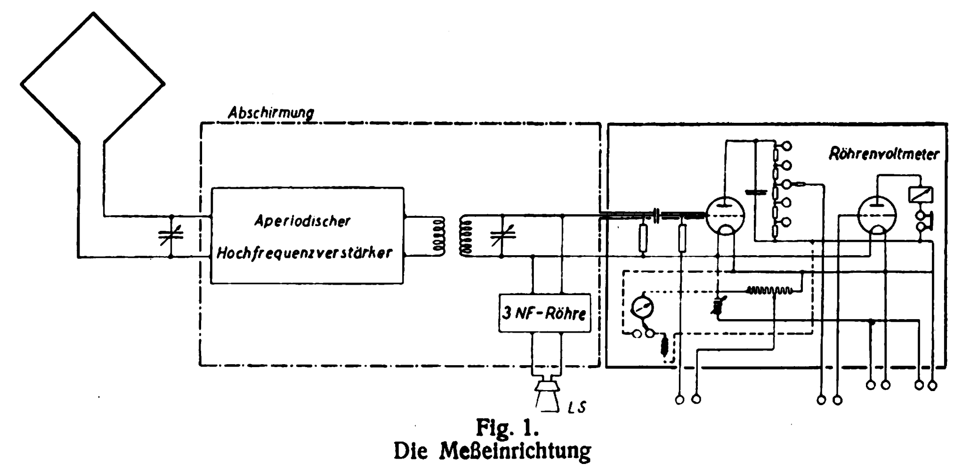


Fig. 1.
Die Meßeinrichtung

[1]) Die Bestimmung der Größe und der Frequenzabhängigkeit des Verstärkungsgrades ist beschrieben in der Arbeit M. v. Ardenne, Ueber eine Anordnung und Geräte zur Untersuchung von Hochfrequenz-Verstärkern ETZ 49, S. 1675, 1928, H. 46.

schirmung das Auftreten einer merklichen Entdämpfung in den Schwingungskreisen vermieden wurde, gelang eine genügend exakte Bestimmung der Hochfrequenzspannungen, die von entfernten Stationen durch kleine Rahmenantennen geliefert werden. Der aperiodische Verstärker, der im Maximum einen mittleren Verstärkungsgrad von etwa 5000 aufwies, bestand aus drei Hochfrequenz-Zweifachröhren[2]) einer neuen Type[3]). Die Bestimmung der unten wiedergegebenen Werte für die Hochfrequenzspannungen erfolgte mit Hilfe eines solchen Verstärkers in der Meßschaltung Fig. 1 unter Berücksichtigung der bekannten Dämpfungsverhältnisse des zweiten Schwingungskreises[4]). Als Röhrenvoltmeter diente eine bereits früher beschriebene Einrichtung[5]), die sich auch bei diesen Messungen ausgezeichnet bewährte. Ein Teil der Messungen, bei denen Spannungen über etwa 0,01 Volt Scheitel bestanden, wurde mit dem Röhrenvoltmeter direkt bzw. mit einem Wulfschen Einfaden-Elektrometer ausgeführt.

Eine Reihe Messungen wurde ausgeführt, um die Größenordnung der Spannungen zu ermitteln, die sich bei verschiedenen Antennen ergeben. Die Messungen wurden bei Tage mit Hilfe des Berliner Rundfunksenders ausgeführt; während der Zeit der Messungen sind, wie Rückfragen ergaben, die elektrischen Verhältnisse am Sender nicht geändert worden. Bei den Messungen mit Rahmenantennen wurde selbstverständlich der Rahmen auf den Sender gerichtet und darauf geachtet, daß die Rahmenantennen angenähert gleiche Selbstinduktionen und die Rahmenkreise gleiche Dämpfungsdekremente hatten. Folgende Spannungswerte wurden ermittelt:

Berlin $\lambda = 483,9$ Ort: Lichterfelde-Ost

Antennenart	Scheitelspannung in Volt	Windungsfläche
Große Hochantenne	10,00	
Kleine Außenantenne	1,70	
Innenantenne (3 m Litze)	0,30	
Rahmenantenne 1 m²	0,80	80 000 cm²
Rahmenantenne ¼ m²	0,35	35 000 cm²
Spule	0,015	1 660 cm²

Weiterhin wurde festgestellt, daß sich im Laboratorium des Verfassers in Lichterfelde-Ost in den Vormittagsstunden die vom Berliner Sender gelieferte Eingangsspannung zu der gleichzeitig vom Rundfunksender Leipzig gelieferten Spannung etwa wie 150 : 1 verhält.

Um einen Ueberblick zu gewinnen über die erforderlichen Hochfrequenzverstärkungsgrade ist es notwendig zu wissen, welche Spannungen dem Gleichrichter eines Empfängers zugeführt werden müssen, damit die Endstufe gut ausgesteuert wird. An einer Loewe-Niederfrequenzdreifachröhre, bei der die Gleichrichtung als Anodengleichrichtung mit kapazitiver Belastung vor sich geht und die für die verbreitete Empfängerschaltung mit hohen Kopplungswiderständen und Röhren von kleinem Durchgriff einen gewissen Standard darstellt, ergaben sich folgende Spannungswerte:

Loewe 3 NF (Fabrikationsdurchschnitt)

Aussteuerung	Scheitelspannung in Volt
Beginnt übersteuert zu werden	0,57
gut ausgesteuert	0,38
eise, aber noch gut verständlich	0,02

Man wird hiernach etwa damit rechnen müssen, daß dem Empfangsgleichrichter eine Hochfrequenzspannung von etwa 0,4 Volt Scheitel zuzuführen ist.

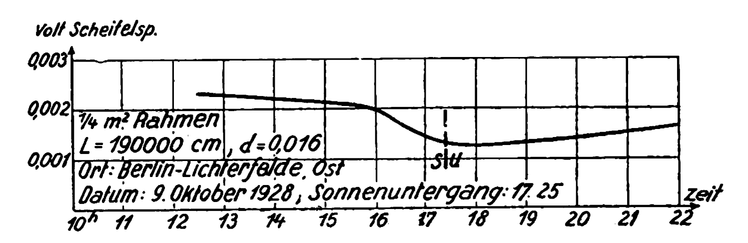


Fig. 2.
Hochfrequenzspannung vom Sender Leipzig ($\lambda = 447,8$ m) im Rahmenkreis

Mit Hilfe der besprochenen Meßeinrichtung wurden die von verschiedenen Stationen zu verschiedenen Zeiten in einem Rahmenkreis mit ¼ m² Rahmen hervorgerutenen Hochfrequenzspannungen kontrolliert. Die erhaltenen Kurven, die im folgenden besprochen werden sollen, können

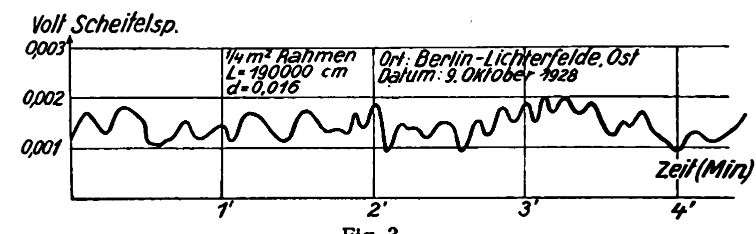


Fig. 3.
Hochfrequenzspannung vom Sender Leipzig ($\lambda = 375,8$ m) im Rahmenkreis

sicherlich auch einige Anhaltspunkte für die Ausbreitungsverhältnisse ergeben. Für die Entwicklung von Empfängern sind diese insofern von Bedeutung, als aus ihnen zu erkennen ist, welche Verschiedenheiten der Hochfrequenzspannungen in der Praxis etwa bestehen. Vom Leipziger

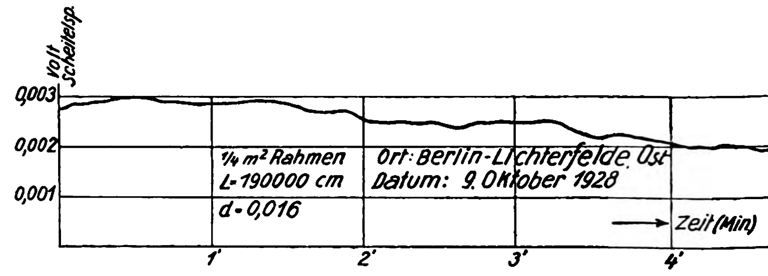


Fig. 4.
Hochfrequenzspannung vom Sender Rom ($\lambda = 447,8$ m) im Rahmenkreis

Sender (Entfernung 150 km) ergab sich die in Fig. 2 wiedergegebene Kurve, die zeigt, daß in Lichterfelde die vom Leipziger Sender bei Tage gelieferten Hochfrequenzspannungen größer sind als nach Sonnenuntergang. Interessant ist die ebenfalls vom Leipziger Sender einige Stunden nach Sonnenuntergang erhaltene Kurve Fig. 3, die verhältnismäßig schnelle und recht gleichmäßige periodische Schwankungen aufweist. Einen ganz anderen Charakter weist die Kurve Fig 4 auf, die zur gleichen Zeit von dem etwa 1300 km entfernten Rundfunksender Rom gemessen

[2]) Vergl. S. Loewe und M. v. Ardenne, Zweisystem-Röhren für Hoch- und Niederfrequenzverstärkung, Jahrbuch 27, S. 19, 1928, Heft 1.
[3]) Vergl. M. v. Ardenne, Neue aperiodische Verstärker, Funk-Bastler 1928, Heft 38, S. 581; Heft 39, S. 609.
[4]) Vergl. M. v. Ardenne, Dämpfungsdekremente und Resonanzwiderstände von in der Praxis benutzten Schwingungskreisen, Funk-Bastler 1928, Heft 48, S. 747.
[5]) M. v. Ardenne, Ein empfindliches Röhrenvoltmeter für Hochfrequenz, ETZ 49, S. 565, 1928, Heft 15. Referat ds. Ztschr. 32, S. 181, 1928, Heft 5.

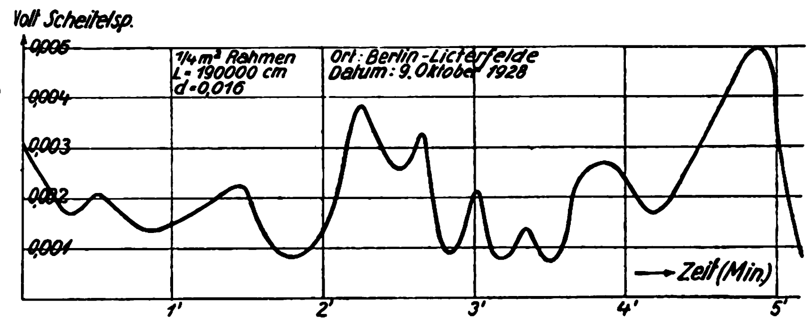


Fig. 5.
Hochfrequenzspannung vom Sender Prag ($\lambda = 348{,}9$ m) im Rahmenkreis

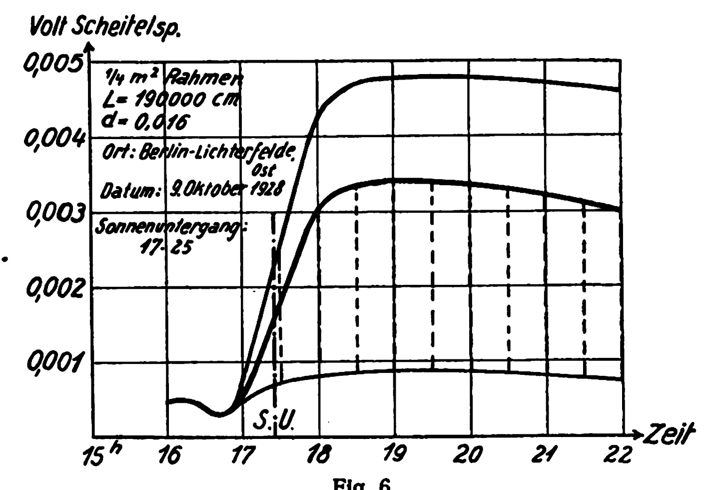


Fig. 6.
Hochfrequenzspannung vom Sender Prag ($\lambda = 348{,}9$ m) im Rahmenkreis

wurde. Welche Amplitudenunterschiede innerhalb weniger Sekunden durch Fadingerscheinungen vorhanden sein können, läßt die in Fig. 5 abgebildete Kurve der vom Prager Rundfunksender (Entfernung 290 km) induzierten Hochfrequenzspannungen erkennen. Eine weitere Messung

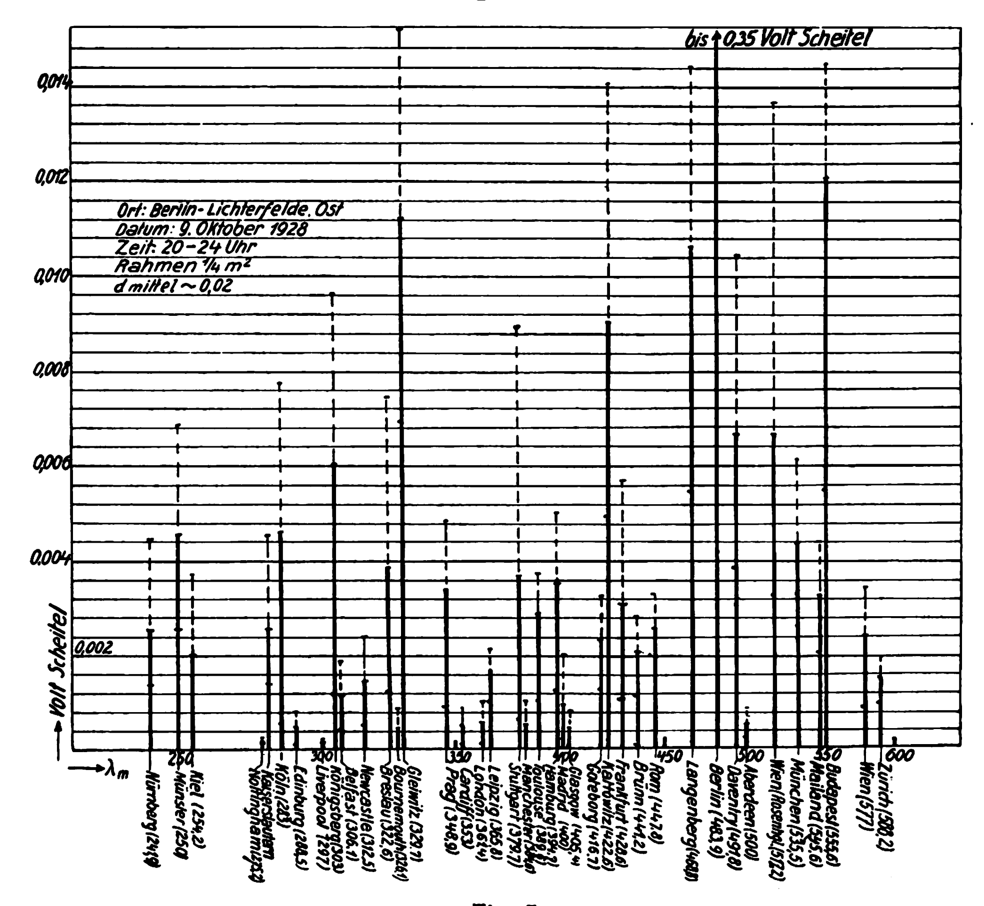


Fig. 7.
Spannung der verschiedenen Stationen im Rundfunkwellenbereich

mit Hilfe der Prager Station zeigt Fig. 6, aus der die Größenordnung des Unterschiedes der vor und nach Sonnenuntergang von einem einige hundert Kilometer entfernten Sender gelieferten Hochfrequenzspannungen hervorgeht.

Soll ein Empfänger imstande sein, auch die schwächeren fernen Stationen gut aufzunehmen, so muß durch eine Lautstärkenregulierung die Möglichkeit gegeben sein, die Unterschiede der Hochfrequenzspannungen auszugleichen, die an der Eingangsseite durch die verschiedene Feldstärke der Stationen gegeben sind. Die Darstellung Fig. 7 gibt zu dieser Frage einen sehr wesentlichen Anhaltspunkt. Die Fig. 7 wurde so erhalten, daß für die wichtigsten Stationen des Rundfunkbereichs zu der angegebenen Zeit nach Sonnenuntergang die Kurve der Eingangsspannung über einen Zeitraum von über etwa sechs Minuten aufgenommen und ein mittlerer Wert für die Eingangsspannung während dieser Zeitdauer festgestellt wurde. Dieser mittlere Wert entspricht den stark ausgezogenen Ordinaten in Fig. 7. Gleichzeitig ist in der Abbildung noch der im Verlaufe der Fadingperioden festgestellte Maximalwert und Minimalwert angegeben. Wenn die Zeitdauer von sechs Minuten[6]) auch für die Mittelwertbildung etwas kurz er-

[6]) Eine längere Meßdauer für jede Station konnte nicht vorgesehen werden, da sonst für die Messung der zahlreichen Sender eine zu große Zeitspanne notwendig gewesen wäre, bei der sich wiederum Verschiedenheiten durch die geänderten Uebertragungsverhältnisse ergeben hätten.

scheint, so dürfte die Darstellung doch hinreichend genau sein, um Schlüsse auf die erforderlichen Verstärkungsgrade zu gestatten.

Die von den schwächeren Stationen gelieferte Hochfrequenzspannung liegt bei Anwendung eines Rahmens von ¼ m² Fläche und bei einem mittleren Dämpfungsdekrement von etwa 0,02 etwa in der Größenordnung 10^{-4} Volt Scheitel. Erheblich kleinere Werte, die sich bei den Fadingerscheinungen der schwachen Stationen ergeben, berücksichtigen zu wollen, hat keinen Wert, weil die Hochfrequenzspannungen dann durch die mittleren Rausch-Störungen überdeckt werden, die Spannungen von der gleichen Größenordnung in dem Antennenkreis hervorrufen. Verlangt man, daß diese schwachen Eingangsspannungen noch eine gute Aussteuerung der Endstufe beispielsweise bei der Niederfrequenz-Dreifachröhre ergeben, so ist nach dem bereits oben wiedergegebenen Meßwert ein Hochfrequenzverstärkungsgrad von etwa 3800 erforderlich. In Wirklichkeit wird der Verstärkungsgrad des Hochfrequenzverstärkers etwa das Doppelte betragen müssen, um die Spannungsverluste auszugleichen, die in den Kopplungen des Empfängers entstehen. Ein Empfänger, bei dem eine Hochfrequenzeingangsspannung von 10^{-4} Volt noch eine gute Aussteuerung der Endstufe ergibt, wird unter Anwendung eines Rahmens von ¼ m² Fläche nach den wiedergegebenen Messungen durch Regulierung des Verstärkungsgrades (Lautstärkenregulierung) auch die Fadingerscheinungen bei den stärkeren Stationen auszugleichen gestatten.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters, dessen Empfindlichkeit durch die Vorschaltung eines aperiodischen Verstärkers mit bekanntem Verstärkungsgrad auf den gewünschten Betrag gebracht wurde, werden einige Messungen über die von ferneren Stationen an der Eingangsseite von Empfänger bestehende Hochfrequenzspannungen ausgeführt. Als Beispiel wird eine Kurve über die Abhängigkeit der Eingangsspannung von der Tageszeit bei einer bestimmten Station und weiterhin werden einige Fadingkurven verschieden entfernter Stationen gebracht, die einen typischen Verlauf aufweisen. In einer besonderen Darlegung sind die an einem Abend an einer bestimmten Rahmenantenne von den verschiedenen Rundfunkstationen gemessenen Hochfrequenzspannungen angegeben.

(Eingegangen am 12. Oktober 1928.)

Zusammenfassender Bericht. Ueber neuere akustische und insbesondere elektroakustische Arbeiten.

Von **Fredinand Trendelenburg,** Berlin-Siemensstadt.

(Schluß.)*)

4. Schallempfänger.

Gegenüber den sehr zahlreichen und teilweise prinzipiell wichtigen Arbeiten auf dem Gebiet der Schallsender nehmen die über die Schallempfänger in der allerletzten Zeit geleisteten wissenschaftlichen Arbeiten nur einen geringen Umfang ein. Diese Arbeiten behandeln auch insbesondere nicht so sehr prinzipielle neue Anordnungen als den weiteren Ausbau der bei Abfassung des Berichtes über die Klangforschung[41]) bereits bekannten Methoden. Bei diesen Arbeiten wurden insbesondere Fortschritte in der Hinsicht erzielt, die genaue physikalische Arbeitsweise dieser Empfänger zu klären und insbesondere genaue Eichkurven hinsichtlich Amplituden und Frequenzabhängigkeit zu gewinnen.



Fig. 19.
Frequenzkurve eines Kondensatormikrophons.

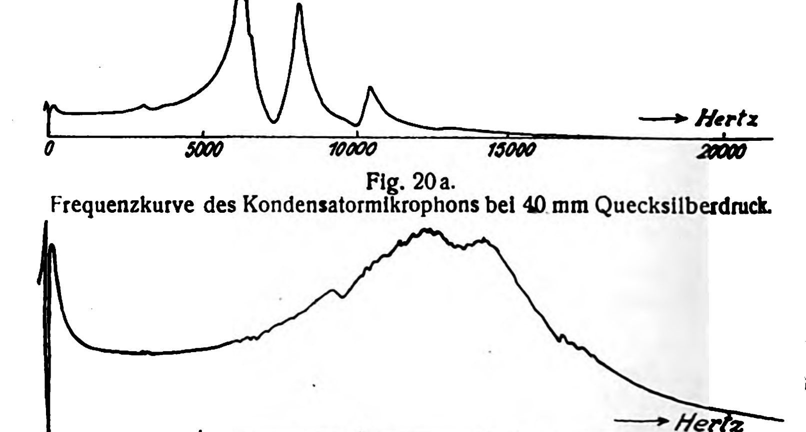


Fig. 20a.
Frequenzkurve des Kondensatormikrophons bei 40 mm Quecksilberdruck.

Fig. 20b.
Frequenzkurve eines Kondensatormikrophons bei 160 mm Quecksilberdruck.

Zunächst seien einige Untersuchungen erwähnt, welche M. Grützmacher und E. Meyer[42]) an einem

*) I. Teil ds. Jahrbuchs **32**, S. 27, 1928; II. Teil ds. Jahrbuchs **32**, S. 94, 1928; III. Teil ds. Jahrbuchs **32**, S. 131, 1928; IV. Teil ds. Jahrbuchs **32**, S. 173, 1928.

[41]) F. Trendelenburg, a. a. O. Ueber die technischen Eigenschaften einer Reihe von elektrischen Schallempfängern vgl. auch F. Weichart, Aufnahmemikrophon f. d. Rundfunk, Jahrb. **28**, S. 120, 1926.

[42]) M. Grützmacher u. E. Meyer, ENT 4, S. 203, 1927. Ueber die elektrische Schaltung eines nach den Prinzip des Wente-Mikrophons arbeitenden Empfängers, vgl. auch A. J. Jakowleff, Jahrbuch d. drahtl. Telegraph. u. Teleph. Bd. **31**, S. 85, 1928.



Wentemikrophon nachgebildeten Schallempfänger mit der elektroakustischen Kompensationsmethode durchführten.

Das verwendete Kondensatormikrophon besaß eine Membran aus Messing (Dicke 0,005 cm und ∅ 2,5 cm), die stark gespannt wird. Die Frequenzkurve des Mikrophons zeigt Fig. 19, ihr Verlauf ist im wesentlichen durch das Luftpolster hinter der Membran bedingt, das mit

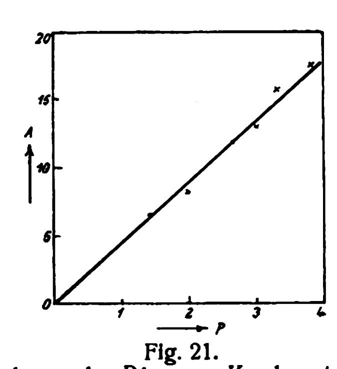


Fig. 21.
Amplitudenkurve des Riegger Kondensatormikrophons.

steigender Frequenz immer stärkere rückwirkende Kräfte auf die Membran ausübt. Der Grund für den Abfall in den tiefen Frequenzen liegt in der verwendeten Widerstandskapazitätsverstärkung. Um das Arbeiten des Kondensatormikrophons noch genauer studieren zu können, wurden auch

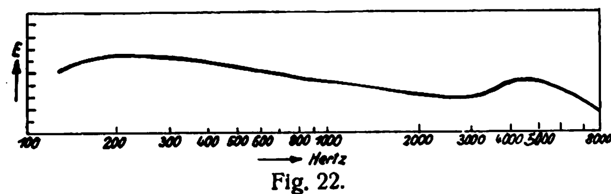


Fig. 22.
Frequenzkurve des Riegger Kondensatormikrophons.

Aufnahmen bei verringertem Einfluß der Luftpolsterwirkung durchgeführt. Fig. 20a zeigt die Frequenzkurve bei einem Druck von nur 40 mm Hg. Bei diesem Luftdruck liegt die tiefste Eigenschwingung der Membran bereits bei etwa

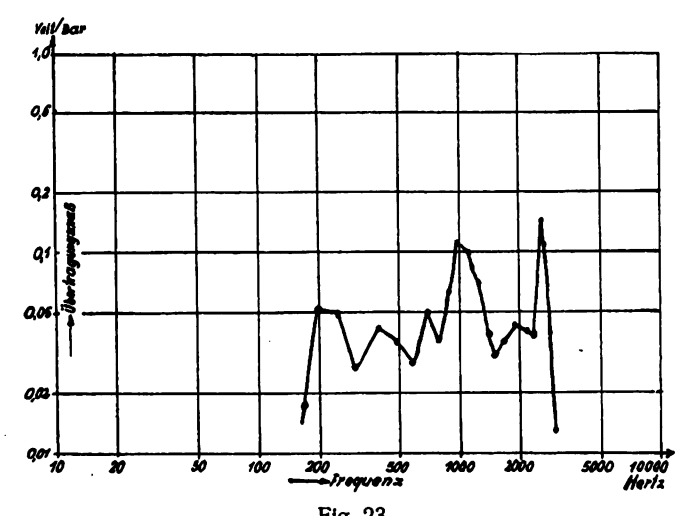


Fig. 23.
Frequenzkurve eines normalen Fernsprechmikrophons.

6000 Hertz. Typisch für die am Rande eingespante Membran ist überdies das Auftreten höher liegender, zur Grundschwingung unharmonischer Eigenschwingungen zu erkennen. Fig. 20 zeigt das Verhalten der Membran bei 160 mm Hg, das den starken Einfluß der Luftpolsterwirkung bereits deutlich erkennen läßt.

An dem Riegger-Kondensatormikrophon wurden von F. Trendelenburg[43]) Frequenz- und Amplituden-Kurven mit der im Abschnitt 1 besprochenen Methode (Vergleich mit der Rayleigscheibe) aufgenommen. Fig. 21 zeigt die Amplitudenkurve dieses Schallempfängers, Fig. 22 die Frequenzkurve. Mit der gleichen Methode führte C. A. Hartmann[44]) Untersuchungen über Mikrophone durch, so zeigt Fig. 23 die Frequenzkurve eines normalen Fernsprechmikrophons und Fig. 24 die Amplitudenkurve. Messungen an dem von E. Gerlach angegebenen Bandmikrophon ergaben die in den Kurven 25 und 26 skizzierten Resultate. Es sei hier noch besonders darauf hingewiesen,

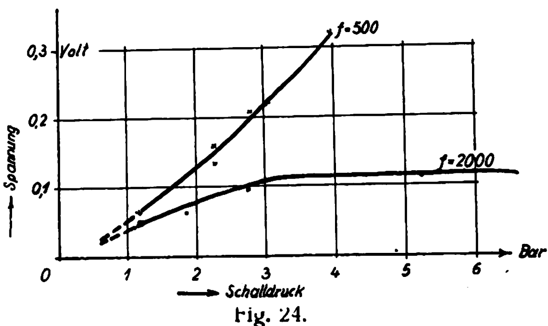


Fig. 24.
Amplitudenkurve eines normalen Fernsprechmikrophons.

daß in den letzterwähnten beiden Frequenzkurven im Gegensatz zu den ersterwähnten Kurven die Ordinaten in logarithmischem Maß gezeichnet sind, ein Umstand, der beim Vergleich der Kurven 19, 22, 24 und 26 nicht außer Acht gelassen werden darf.

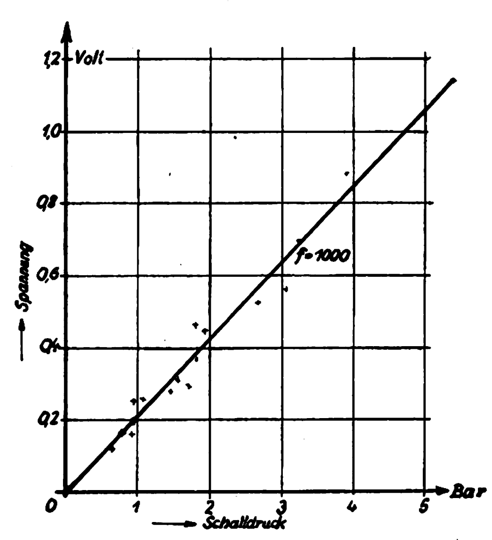


Fig. 25.
Amplitudenkurve des Bändchenmikrophons.

Die elektrischen Schallempfänger konnten in der letzten Zeit noch für eine Reihe von Spezialzwecken nutzbar gemacht werden. So hatten sich z. B. bei einer für die Fragen der theoretischen und der praktischen Medizin wichtigen Aufgabe, einer physikalisch einwandfreien Aufnahme von Herztönen und Lungengeräuschen, große Schwierigkeiten deswegen ergeben, weil diese Schallvorgänge einerseits geringe Intensität besitzen und andererseits große Frequenzgebiete umfassen. Als ein sehr brauchbarer Empfänger für diese Aufgabe erwies sich das Hochfrequenzkondensatormikrophon nach H. Riegger. Mit Hilfe dieses Emp-

[43]) F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemenkonz. 2, S. 120 Heft 2, 1926. Ueber die Theorie des Kondensatormikrophons vergl. auch A. J. Jakowleff ds. Jahrb. 30, S. 151, 1927.

[44]) C. A. Hartmann, ENT 4, S. 375, 1927.

fängers wurde von F. Trendelenburg[45]) eine eingehende Untersuchung über physikalische Eigenschaften von Herztönen an gesunden und an kranken Versuchspersonen durchgeführt, die eine Reihe neuer, physikalisch und physiologisch wichtiger Ergebnisse zutage förderte.

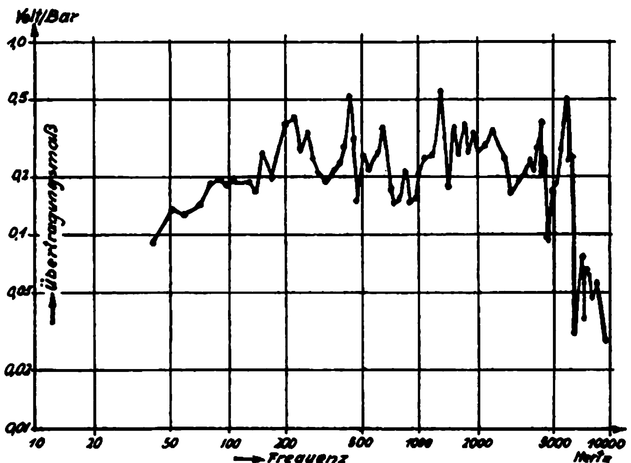


Fig. 26.
Frequenzkurve des Bändchenmikrophons.

Erfolgreiche Untersuchungen über Lungengeräusche wurden mit derselben Methode von E. Bass[46]) vorgenommen.

Ueber einen elektrischen Empfänger zur Aufnahme von Bodenschall berichtete kürzlich E. Waetzmann[47]); den Horchapparat, der während des Krieges zum Abhören von Miniergeräuschen verwendet wurde, zeigt Fig. 27. Eine schwere Grundplatte von etwa 15 cm ∅, die unten leicht ausgehöhlt ist, wird mit einer Weißblechmembran verschlossen. Von diesem Hohlraum führt eine Bohrung zu einem zweiten kleinen Hohlraum, den die Membran des Empfängers abschließt. Der Empfänger wird mit der Weißblechmembran auf den Boden aufgelegt, die Geräusche können dann mit dem Mikrophon aufgenommen werden.

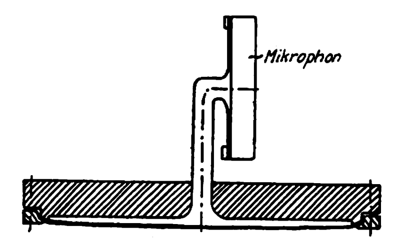
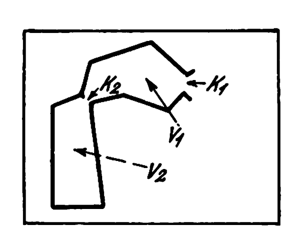


Fig. 27.
Schematische Darstellung eines Horchapparates für Bodenschall.

5. Sprache und Gehör.

Die Tatsache, daß jedem Sprachklang bestimmte und in ihrer absoluten Höhe feste Tonbereiche — die Formantbereiche — zugeordnet sind, und daß in diesen Formantbereichen liegende Teiltöne in dem betreffenden Klang mit hervorragender Intensität auftreten, war bereits in dem mehrfach erwähnten früheren Bericht eingehend behandelt worden[47a]). Wir hatten dort insbesondere Angaben über die Lage dieser Formantbereiche — so wie sie sich aus den Beobachtungen ergaben, gebracht. Die Untersuchungen C. Stumpfs hatten wir damals an hervorragender Stelle genannt. Ueber diese Untersuchungen erschien inzwischen ein umfassendes Werk[48]). In diesem Werk sind sehr ausführliche Angaben über teilweise bislang unveröffentlichte Versuche zur Klärung des Wesens der Sprachlaute insbesondere nach den drei von C. Stumpf mit solch gutem



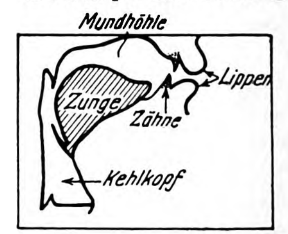


Fig. 28a. Fig. 28b
Schematische Darstellung des Systems Kehlkopf-Mundhöhle.

Erfolge benutzten Methoden: Analyse der Klänge mittels Resonanzgabeln, Ab- und Aufbau der Klänge mittels Interferenzröhren, künstliche Synthese von Sprachlauten enthalten.

J. B. Crandall[49]), dessen — teilweise gemeinsam mit C. F. Sacia und D. Mac. Kenzie verfaßte — wertvolle Arbeiten auf dem Gebiet der physikalischen Sprachforschung wir früher schon eingehend gewürdigt hatten,

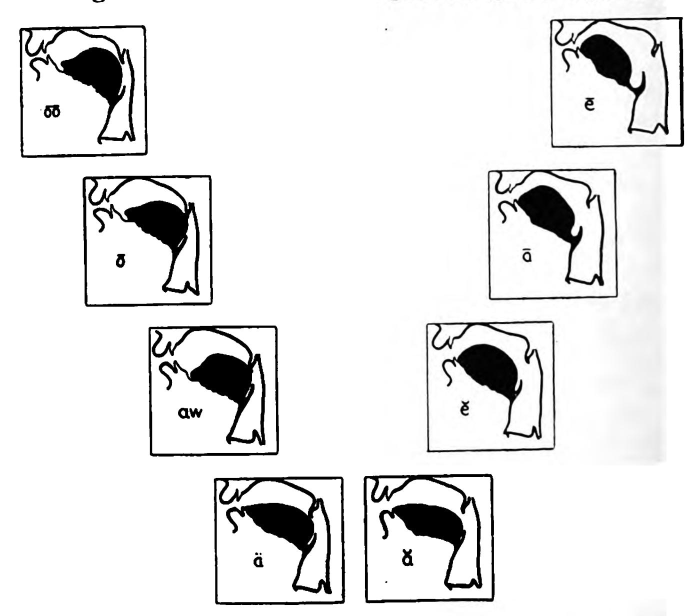


Fig. 29.
Die Stellung der Stimmwerkzeuge für verschiedene Vokalklänge.
(Die Bezeichnungen beziehen sich, da die Abbildung der Arbeit [49]) entnommen wurde, auf Sprachlaute der englischen Sprache.)

wies in seiner letzten Arbeit „Dynamical study of the vowel sounds II" noch nachdrücklich auf bestimmte Eigentümlichkeiten in der Lage der Formantbereiche einiger Vokale hin, die interessante Rückschlüsse auf die für die Erzeugung dieser Klänge maßgebenden Verhältnisse zulassen. Stellt man nämlich die für die Sprachklänge charakteristischen Formantbereiche zusammen, so zeigt es sich, daß im Spektrum der meisten Vokalklänge jeweils zwei getrennte Formantbereiche hervortreten; es liegt nun der Schluß nahe, daß bei der Entstehung dieser Klänge ein System

[45]) F. Trendelenburg, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonz. 5, S. 175, 1927, Heft 3, Bd. 6, S. 184, 1927, Heft 2, dort weitere Literatur.

[46]) E. Bass, ZS. f. d. ges. experim. Med. Bd. 59, S. 133, 1928. Eine weitere Veröffentlichung von E. Bass erscheint demnächst in der gleichen Zeitschrift.

[47]) E. Waetzmann, Naturwissensch. Bd. 15, S. 401, 1927.

[47a]) F. Trendelenburg, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 28, S. 84, 1926. Eine weitere Arbeit zur Formantfrage ist hier noch zu nennen: V. Engelhardt u. E. Gehrke, Wiss. Abt. d. Phys. techn. Reichsanstalt Bd. 11, S. 390, 1928, Heft 2. Vokalkurven, die den Aufnahmen F. Trendelenburgs entsprachen, wurden auf dem Rand einer Kreisscheibe eingeschnitten und dann durch eine Photozelle wieder in elektrische Schwingungen, die abgehört werden konnten, zurückverwandelt. Die bei richtiger Grundfrequenz sehr sicheren Urteile über den Charakter des betreffenden Sprachlautes wurden bei Frequenzänderungen rasch unsicher.

[48]) Vgl. Anm. 33.

[49]) J. B. Crandall, Bell. Syst. Techn. Journ. 6, S. 100, 1927.

von zwei Resonatoren ursächlich beteiligt ist. Als ein derartiger Doppelresonator kommt nun das System Kehlkopf-Mundhöhle in Frage. In Fig. 28 sind die Sprachorgane skizziert. Fig. 29 zeigt dann schematisch den entsprechenden Doppelresonator. V_1 und V_2 sind die jeweiligen Volumina, K_1 und K_2 die akustischen Leitfähigkeiten der Oeffnung des ersten Resonators bzw. des Verbindungsrohres. Fig. 30 zeigt schematisch die für verschiedene Sprachlaute charakteristischen Mundstellungen. Crandall hat es nun unternommen, die den Mundstellungen entsprechenden Werte von V_1 und V_2 bzw. K_1 und K_2 aus der praktisch ermittelten Lage der Formantbereiche der betreffenden Sprachlaute zu ermitteln. Hierbei setzt er für die Summe von V_1 und V_2 jeweils einen geeigneten, den tatsächlichen Verhältnissen soweit als möglich angenäherten Wert ein. Auch die Größe von K_1 (Leitfähigkeit der Mundöffnung) ist aus der Größe der jeweiligen Mundöffnung einigermaßen zu entnehmen. Die Dämpfung, die nur, soweit sie Strahlungsdämpfung ist, rechnerisch einigermaßen gefaßt werden könnte, bleibt unberücksichtigt.

Man gewinnt auf die durch die angedeutete Weise durchgeführten Berechnungen Aufschlüsse über die Kopplungs- und Abstimmungsverhältnisse der verschiedenen Doppelresonatoren, so daß man ein Schema aufstellen kann, welches in befriedigender Weise das Zustandekommen derartiger Vokalklänge erklärt. Die Arbeit ist eine wertvolle Erweiterung der ursprünglichen Helmholtzschen Resonanztheorie der Vokalklänge. Seinerzeit nur für ein einfaches Resonanzsystem aufgestellt, bildet sie trotzdem die Grundlage auch zu dieser allgemeiner gefaßten Behandlungsweise. Ueber die Resonanztheorie der Vokale als solche sei hier noch eine weitere kurze Bemerkung eingeschoben:

Nach der Helmholtzschen Resonanztheorie der Vokale ist die Schallquelle bei der Erzeugung gesungener Vokale die Stimmbandschwingung. Die Stimmbandschwingung enthält zahlreiche Obertöne. Die den Eigenschwingungen der Mundhöhle und des Rachens naheliegenden Obertöne werden durch Resonanz verstärkt und mit besonderer Intensität in die Umgebung abgestrahlt. Auf diese Weise werden dem Klang die Formanten aufgeprägt.

Der Resonanztheorie entgegen wurde nun eine andere Theorie von Hermann aufgestellt. Die Hermannsche Theorie betrachtet zunächst nicht den gesamten, kontinuierlich abgelaufenen Vorgang der Stimmbandschwingungen, sondern greift eine Einzelperiode heraus. Sie legt nämlich den Betrachtungen die (für das Brustregister) richtige Tatsache zugrunde, daß die Stimmritze während eines beträchtlichen Teiles einer Einzelperiode geschlossen bleibt und nur während verhältnismäßig kurzer Zeiten jeweils sich öffnet. Im Augenblick der Oeffnung tritt ein Luftvolumen puffartig durch die Stimmritze in den Kehlkopf und stößt dann die Mundhöhle in ihrer Eigenschwingung an; diese Eigenschwingung klingt dann gedämpft ab. Die nächste Stimmritzenöffnung wiederholt das gleiche Spiel, die Stimmritzenöffnung kehrt periodisch wieder, so daß eine periodische Folge gedämpft abklingender Wellenzüge in die Umgebung abgestrahlt wird.

Ueber die Richtigkeit der einen bzw. der anderen Theorie ist ein jahrelanger Streit entbrannt, der aber heute als entschieden gelten muß: schon Lord Rayleigh[51]) hat darauf hingewiesen, daß der Widerspruch der beiden Vokaltheorien nur ein scheinbarer ist. Beide Theorien benutzen zur Berechnung der erzwungenen Schwingung der Mundhöhle und damit des vom Munde abgestrahlten Klangbildes die gleichen physikalischen Bestimmungsstücke: die Eigenfrequenz und die Dämpfung des angestoßenen bzw. des resonierenden Systems. Verschiedenartig ist bei beiden Theorien lediglich die Art des Ansatzes des durch die Stimmbandschwingung bewirkten Drosselvorgangs im Kehlkopf im einzelnen. Zusammenfassend kann man sagen: „Die Helmholtzsche Theorie der Vokalklänge ist allgemein richtig. Die Herrmannsche Theorie bildet eine Spezialisierung für diejenigen Fälle, bei denen der Stimmbandklang eine periodische Folge impulsähnlicher Anstöße bildet, und kann so bestimmte Eigentümlichkeiten: abklingende Wellenzüge, leicht deuten[52])."

Gegen die eben angedeuteten, theoretisch und experimentell wohlbegründeten Anschauungen wird gelegentlich noch immer verstoßen. So erschienen kürzlich Arbeiten von E. Scripture[53]). Als erster Satz der Vokaltheorie wird hier der folgende aufgestellt: „In einem Vokal gibt es physikalisch keine Grundschwingung", ein Satz, der geschlossen wird aus der Tatsache, daß alle Analysen von Vokalkurven Resultate geliefert hätten, worin die Grundschwingung völlig fehle oder bedeutungslos war. Demgegenüber muß betont werden, daß z. B. gerade die Aufzeichnungen F. Trendelenburgs (die Scripture auch als Beweis für seine Anschauung anführt) ergeben, daß die Grundschwingung meist mit recht beträchtlicher Amplitude vorhanden ist, wie dies z. B. die unmittelbare Betrachtung der entsprechenden Klangbilder[54]) ergibt. Gerade die strenge Periodizität der von F. Trendelenburg aufgezeichneten Klangbilder in der Periode des Grundtones ist der schwerwiegendste Beweis für die Richtigkeit der Helmholtzschen Vokaltheorie.

Es ist hier nicht der Platz, im einzelnen auf die in der Arbeit Scriptures geäußerten Ansichten einzugehen. Die bisherigen Bemerkungen, die die Richtigstellung eines Verstoßes gegen physikalische Gesetze von prinzipieller Wichtigkeit betreffen, mögen genügen.

Die Ergebnisse einer anderen Arbeit seien hier aber noch kurz behandelt. W. S. Kasansky und S. N. Rschevkin[55]) berichteten kürzlich über Klangaufzeichnungen. Vorbemerkt sei, daß es bedauerlich erscheint, daß das wertvolle Material nicht mit einer Anordnung zusammengetragen wurde, welche modernen Ansprüchen an Klangtreue vollauf genügt. Zur Aufnahme diente dort nämlich ein Membranempfänger mit einer Korkmembran, zur Schallverstärkung ein Trichter, zur Aufzeichnung der Schwingungsform der Membran eine ähnliche Vorrichtung,

---

[50]) Die akustische Leitfähigkeit ist durch die Beziehung definiert: $v' = k \cdot \varphi_1$, wobei v' die Volumenströmung und φ_1 das Geschwindigkeitspotential im Innern des Hohlraumes bedeutet (vgl. hierzu H. Backhaus, Schwingungen räumlich ausgedehnter Kontinua, im Handbuch der Physik von H. Geiger und K. Scheel, Bd. VIII, Kap. IV, Ziff. 16) Es läßt sich zeigen, daß die Eigenschwingung eines Resonators dann ausgedrückt werden kann durch die Formel: $\omega_0 = c\sqrt{\frac{k}{v}}$. Die akustische Leitfähigkeit für eine Oeffnung vom Radius r ist $2\,r$, für eine Röhre von einer zum Radius großen Länge $l\,k = \frac{\pi r^2}{l}$. Die eben skizzierten Beziehungen lassen sich auch durch Umrechnen der im Abschnitt 1 behandelten Beziehungen f. d. akust. Kapazität und die akustische Induktivität leicht verifizieren.

[51]) Lord Rayleigh, Theory of sound, Bd. II, S. 473, London, 1926. Die Bemerkungen sind i. d. deutsch. Uebersetzung noch nicht enthalten.

[52]) Vgl. hierzu d. ausführl. Darlegungen d. Verf. im Hdb. d. Phys. Bd. VIII, Kap. 10, Physik d. Sprachlaute.

[53]) E. W. Scripture, ZS. f. Sinnesphysiologie 58, S. 195, 1927 u. 59, S. 83, 1928.

[54]) F. Trendelenburg, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph. 28, Klangbilder 1, 3 u. a. m.

wie sie im rolling needle phonodeik von Raman[56]) verwendet wurde.

Es sei hier auf eine bemerkenswerte Tatsache hingewiesen. Die Verfasser stellten fest, daß die Klangkurven der von geübten Sängern gesungenen Vokale häufig ein Vibrieren aufweisen, gerade die Schallkurven derjenigen Stimmen, welche „am schönsten" klangen, zeigten häufig ein derartiges Vibrato, das dann naturgemäß dazu führte, daß die einzelnen Perioden nicht mehr streng identisch waren. Diese Beobachtungen widersprechen — worauf hier ausdrücklich hingewiesen sei — nicht der Tatsache, daß die auf einer bestimmten Note gesungenen Vokale streng periodisch wiederkehren, sie zeigen nur, daß der geübte Künstler es häufig vorzieht, den Glanz der Stimme durch ein leichtes Vibrato zu erhöhen. Die scheinbare Verschönerung des Klanges muß wohl auf physiologischen oder psychologischen Effekten beruhen, deren Klärung noch aussteht. Die Verfasser machen auch Angaben über den Unterschied einer Sängerstimme und einer Nichtsängerstimme (Gesprächsstimme). Hiernach bemerkt man bei den niedrigen und mittleren Tönen einer männlichen Sängerstimme meist ein sehr scharfes Ueberwiegen einiger (nur eines oder zweier) harmonischer Obertöne, während bei den Nichtsängerstimmen kein Ueberwiegen einzelner harmonischer Obertöne bemerkt wird. Es werden dort die Obertöne in einem breiten Bereich verstärkt.

Seit den umfassenden Arbeiten, die namentlich von amerikanischer Seite über physikalische Fragen des Gehörs durchgeführt wurden, sind wesentliche neue Untersuchungen vorwiegend physikalischen Interesses auf diesem Gebiet nicht vorgenommen worden, die erwähnten Arbeiten, die sich insbesondere mit den Schwellenwertfragen der Gehörempfindung hinsichtlich der auffallenden Druckamplitude, ferner mit den sogenannten Verdeckungserscheinungen und mit allgemeineren Fragen der Hörtheorie beschäftigen, haben in einer Arbeit von E. Meyer[57]) eine eingehende Behandlung erfahren.

Auf eine interessante Arbeit, welche allerdings eigentlich nicht unter die in diesem Abschnitt behandelten Fragen fällt, sei hier noch kurz verwiesen. V. O. Kundsen[58]) untersuchte systematisch die Fragen, die das „Hören" mit dem Tastsinn betreffen. Er behandelt folgende Punkte:

1. Bestimmung der tiefsten und der höchsten Frequenz eines schwingenden Körpers, dessen Bewegungen durch Tasten noch wahrgenommen werden.
2. Tastempfindlichkeit in Abhängigkeit von der Frequenz.
3. Empfindlichkeit für Amplitudendifferenzen.
4. Empfindlichkeit für Frequenzdifferenzen.

[55]) W. S. Kasansky u. S. N. Rschevkin, ZS. f. Phys. 47, S. 233, 1928.
[56]) C. V. Raman, und A. Dey, Phil. Mag. 39, S. 145, 1920.
[57]) E. Meyer, Artikel Gehör im Handb. d. Phys. Bd. VIII, Kap. 11.
[58]) Vern O. Kundsen, The Journal of general psychologie Bd. 1, S. 320, 1928.

Bemerkenswert ist insbesondere, daß der Schwellenwert des Unterscheidungsvermögens für Amplitudendifferenzen verhältnismäßig klein ist (je nach der Größe der Absolutamplitude zwischen etwa 10 und 5%). Der Verfasser hält es für ein wertvolles Hilfsmittel zur Sprachwahrnehmung durch Taube, wenn diese neben der Beobachtung der Lippen des Sprechenden (die besonders die Konsonanten erfassen läßt) die jeweilige mittlere Sprachamplitude durch Abtasten einer geeigneten Apparatur verfolgen.

6. Schlußbemerkungen.

Im vorliegenden Bericht wurde versucht, in großen Zügen einen Ueberblick über die neueren akustischen und insbesondere elektroakustischen Arbeiten zu geben. Die Betrachtungen zeigen, daß die moderne Behandlungsweise akustischer Fragen in engstem Zusammenhang mit den auf anderen Gebieten der Physik als fruchtbar erprobten Behandlungsmethoden steht. Zahlreiche Beispiele zeigen z. B. die engen Beziehungen zwischen akustischen, elektrischen und optischen Problemen.

Es seien hier zum Schlusse noch einige die neuere Entwicklung kennzeichnende Worte angefügt, die von einem berufenen Vertreter der exakten Methodik und der mathematisch aufgebauten Behandlungsweise akustischer Probleme kürzlich ausgesprochen wurden[59]):

„Infolge der Gleichgültigkeit der Physiker gegenüber den Problemen der Akustik ging die Verbindung mit den übrigen Teilen der Physik mehr und mehr verloren, und es konnte so weit kommen, daß die Akustik im wesentlichen der Physiologie und nicht mehr der reinen Physik zugerechnet wurde, eine Idee, auf die man hinsichtlich der Optik niemals gekommen wäre. Erst in neuerer Zeit haben sich die Physiker wieder darauf besonnen, daß die hydrodynamischen und die elastischen und namentlich die allgemeinen Schwingungsprobleme der Akustik nicht weniger reizvoll sind als andere physikalische Fragen. Und es ist interessant, daß der Anstoß hierzu im wesentlichen durch Bedürfnisse der Technik gegeben wurde. Ein Musterbeispiel dafür, wie die Technik Anleihen, die sie bei der reinen Wissenschaft macht, mit Zinsen zurückzuzahlen pflegt. Wie sehr das Interesse an akustischen Fragen in den letzten Jahren gestiegen ist, geht schon rein äußerlich daraus hervor, daß Amerika Schallingenieure ausbildet, daß eine ständig wachsende Nachfrage nach gut ausgebildeten Austikern herrscht, die übrigens in Deutschland nicht befriedigt werden kann, und daß der Verein deutscher Ingenieure vor einigen Jahren einen besonderen Schwingungsaussschuß begründet hat, der jährlich tagt und für Wissenschaft und Praxis wertvolle Arbeit leistet."

[59]) E. Waetzmann, Moderne Probleme der Akustik, Unterrichtsblätter für Mathem. u. Naturw. 33, S. 377, 1927, Nr. 12.

Berichtigung.

Zu dem Zusammenfassenden Bericht „Ueber neuere akustische und insbesondere elektrolytische Arbeiten" von Ferdinand Trendelenburg.

Auf S. 69 (Heft 3) dieses Bandes wurde versehentlich die Fig. 28 „Verlauf eines Schallwellenzuges in einem Vertikalschnitt eines Theatersaales (Modellversuch)" umgekehrt abgedruckt.

Referate.

M. M. Sitnikoff. Ueber die Lebensdauer der Wolframkathode. Telegrafia i Telefonia bez provodov Bd. 8, S. 531—554, Heft 44, 1927[1]).

Bisher wurde bei der Bestimmung der Lebensdauer der Kathode angenommen, daß während ihrer Arbeitszeit die Temperatur der Kathode konstant bleibt und daß folglich die Verdampfungsgeschwindigkeit auch konstant ist.

Das theoretische Studium der Erscheinung hat gezeigt, daß die Temperatur der Kathode im Laufe der Zeit nicht konstant bleibt, sondern sich den Bedingungen der Kathodenabnützung gemäß verändert. Die Temperaturveränderung übt ihrerseit einen starken Einfluß auf die Verdampfungsgeschwindigkeit und somit auch auf die Lebensdauer der Kathode aus.

Die allgemeine Bestimmung der Lebensdauer der Kathode „H" kann mathematisch folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$H = -\frac{\gamma}{2}\int_{D_0}^{D}\frac{dD}{\varphi(D)} \qquad (1)$$

wobei die Verdampfungsgeschwindigkeit des Wolframs „v" hier als eine Funktion φ (D) der Veränderung des Durchmessers „D" der Kathode dargestellt ist ($\gamma = 19{,}1$ spez. Gewicht des Wolframs):

$$v = \varphi(D) \qquad (2)$$

Der Charakter der Funktion (2) wird von den Betriebsverhältnissen der Kathode bedingt.

Die vorliegende Arbeit bringt die Lösung der oben angeführten Formel (1) für vier verschiedene Betriebsbedingungen der Kathode, und zwar bei Konstanz 1. des Heizstroms J_h, 2. des Emissionsstromes J_e, 3. der Temperatur T, 4. der Heizspannung V_h der Kathode. Die zur Lösung der gestellten Aufgabe [Auffindung der Funktion $v = \varphi(D)$] notwendigen Größen (Strahlung η, spezifischer Widerstand ϱ, Verdampfungsgeschwindigeit v und spez. Emission I der Kathode) wurden annähernd als exponentielle Funktionen der Temperatur folgendermaßen ausgedrückt:

$$\eta = k_1 T^p;\ \varrho = k_2 T^r;\ v = k_3 T^u;\ I = k_4 T^e \qquad (3)$$

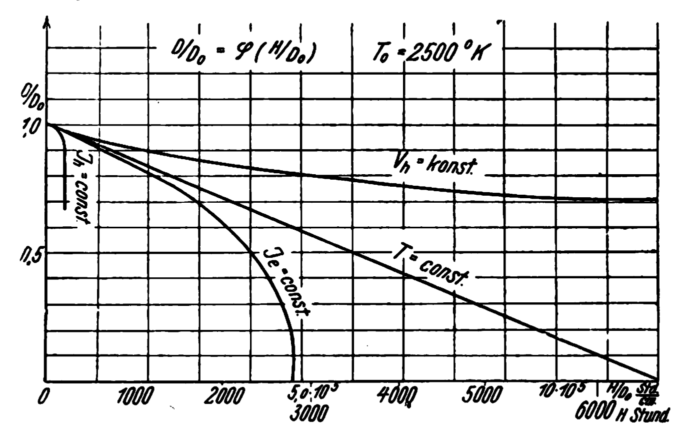
wo k_1, k_2, k_3, k_4 konstante Größen und p, r, u, e für bestimmte Temperatur-Intervalle konstante Exponenten bedeuten.

In den vier obengenannten Fällen sind bei Anfangsdurchmesser der Kathode „D_0" und Anfangsverdampfungsgeschwindigkeit des Wolframs „v_0" folgende Formeln für die Lebensdauer der Kathode aufgestellt worden:

$$\begin{aligned} \text{bei } J_h &= \text{const}\ H/D_0 = \gamma/2v_0\ \frac{I-\varkappa^{31,9}}{31{,}9}\ \frac{\text{sec}}{\text{cm}} \\ J_e &= \text{const}\ H/D_0 = \gamma/2v_0\ \frac{I-\varkappa^{2,57}}{2{,}57}\ \frac{\text{sec}}{\text{cm}} \\ T &= \text{const}\ H/D_0 = \gamma/2v_0\ \ I-\varkappa\ \ \frac{\text{sec}}{\text{cm}} \\ V_h &= \text{const}\ H/D_0 = \gamma/2v_0\ \frac{I-\varkappa^{-5,06}}{-5{,}06}\ \frac{\text{sec}}{\text{cm}} \end{aligned} \qquad (4)$$

wobei $\varkappa = D/D_0$.

Die Zahlenkoeffizienten dieser Formeln (31,9; 2,57; — 5,06) sind gemäß den empirischen Größen aus der Arbeit von Forsythe und Worthing[2]) und den exponentiellen Funktionen (3) ($p = 4{,}53$; $r = 1{,}17$; $u = 34{,}6$; $e = 22{,}0$) für Temperaturintervalle von 2500° K bis zu 2800° K berechnet.



für $D_0 = 0{,}0058$ cm

Fig. 1.

Das Diagramm Fig. 1 stellt die Veränderungen des Durchmessers der Kathode im Laufe der Zeit unter vier verschiedenartigen Bedingungen graphisch dar.

Bei konstantem Glühstrom (J_h = const) verringert sich der Durchmesser der Kathode theoretisch bis zu einer gewissen Grenze (welche von der Anfangstemperatur abhängt), wobei ihre Temperatur den Schmelzpunkt erreicht und die Kathode momentan zerstört wird — der Punkt in

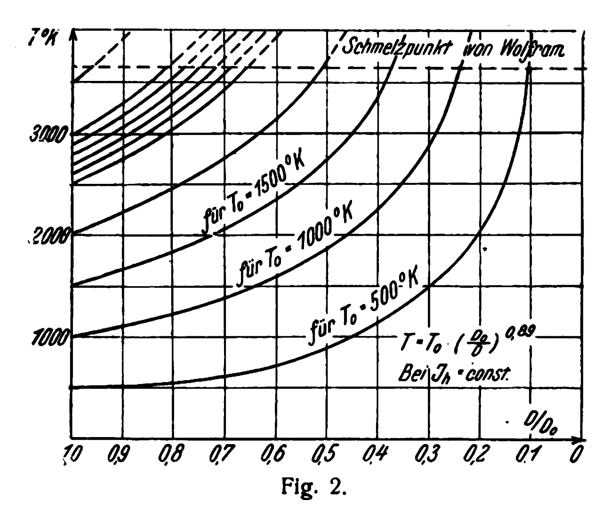


Fig. 2.

dem die fortlaufende Kurve des Diagramms von Fig. 2 in eine punktierte übergeht. Bei einer Anfangstemperatur von $T_0 = 2800°\,K$ z. B. erreicht die Temperatur der Kathode (Diagramm Fig. 2) den Schmelzpunkt des Wolframs 3655° K bei Verringerung des Durchmessers bis auf $\varkappa = D/D_0 = 0{,}745$ der Anfangsgröße ($T = T_0 \left(\frac{D_0}{D}\right)^{0,89}$ bei J_h = const).

Aus dem Diagramm Fig. 1 erhellt unter anderem der für die Praxis interessante Satz, daß die Verringerung des Durchmessers der Kathode auf 10% ($\varkappa = D/D_0 = 0{,}9$) im Falle des Gebrauchs der Kathode bei konstantem Heizstrom (Barretter) fast 3,5mal rascher vor sich geht als bei konstanter Heizspannung (idealer Fall). Die Verringerung des Durchmessers der Kathode wird im Laufe der Zeit von einer Veränderung der Größen, welche den Zustand der

[1]) Eingereicht am 23. Juli 1927.
[2]) Rev. Gen. de l'Electr. 20, S. 303. 1926, Nr. 9.

Kathode charakterisieren, begleitet (T, V_h, J_h, J_e). Weiter sind die bezeichneten Zusammenhänge angeführt, welche überhaupt zur Berechnung der Kathode dienen können:

$$V_{ho}/V_h = \left(\frac{I_h}{I_{ho}}\right)^{1/3} = (I_e/I_{eo})^{1/3} = (D/D_o)^{1/2}\ ^{3)}$$

bei $T =$ const. und $l =$ const.

$$I_e/I_{eo} = (V_h/V_{ho})^{6,13} = (T/T_o)^{21,0} = (D_o/D)^{18,7}$$

bei $I_h =$ const. und $l =$ const.

$$I_e/I_{eo} = \left(\frac{I_h}{I_{ho}}\right)^{2,71} = (T/T_o)^{27,8} = (D/D_o)^{4,86}$$

bei $V_h =$ const. und $l =$ const. (5)

$$\frac{I_h}{I_{ho}} = (V_{ho}/V_h)^{2,26} = \left(\frac{T_o}{T}\right)^{31,2} = (D/D_o)^{1,42}$$

bei $I_e =$ const. und $l =$ const.

wobei $6{,}13 = \frac{3e-p+r}{2p+r}$ usw. Die Zeichen „o" bei den Buchstaben entsprechen den Anfangsgrößen, „l" bedeutet die Länge der Kathode.

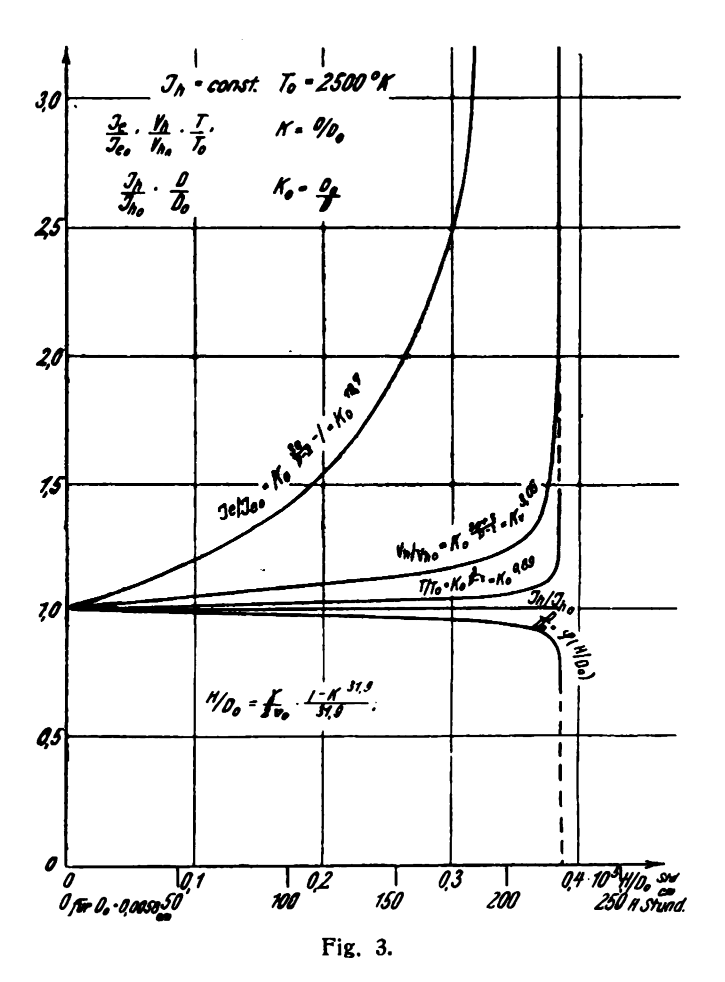


Fig. 3.

Vermittels der in der Arbeit angeführten Methode können für beliebige vier unter den sechs variablen Größen: T, I_h, V_h, I_e, D und l, analoge Zusammenhänge erhalten werden, insofern die übrigen variablen Größen konstant angenommen werden.

In den Diagrammen Fig. 3 und Fig. 4 sind die obenangeführten Zusammenhänge (5) für 2 Fälle $J_h =$ const. und $V_h =$ const., die in scharfem Widerspruch zueinander stehen, in etwas abgeänderter Fassung dargestellt. Aus dem letzten Diagramm folgt, daß im idealen Falle (wenn die Wirkung der gekühlten Kathodenenden sowie der mechanischen Dauerhaftigkeit des Fadens usw. nicht in Rechnung gezogen wird), die Bedingung $V_h =$ const. eine unendliche Lebensdauer der Kathode ergibt, weil die Temperatur des Fadens allmählich abnimmt und der Faden sozusagen erlischt ohne zu verbrennen.

[3] J. Langmuir Phys. Rev. (2) 7, S. 302, 1916.

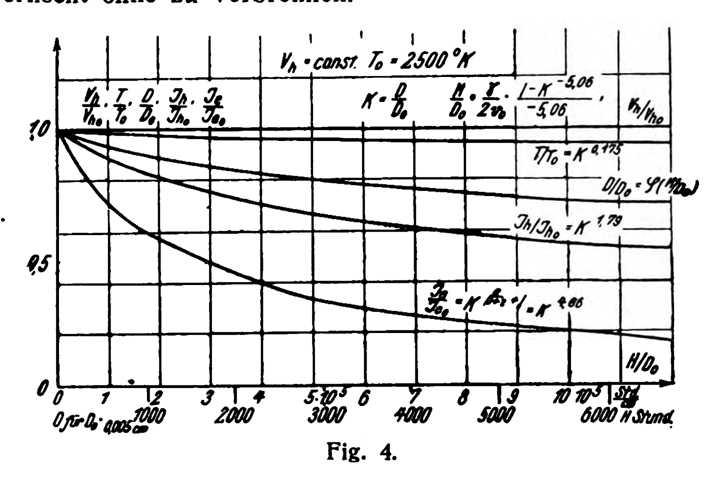


Fig. 4.

Die Wirkung der gekühlten Kathodenenden verändert die Lebensdauer der Kathode im vierten idealen Falle ($V_h =$ const) in größerem oder geringerem Maße. Die Temperatur der Kathode kann im Laufe der Zeit nicht nur herabsinken, sondern auch konstant bleiben, oder sogar ansteigen und auf diese Weise die Lebensdauer der Kathode zu einem bestimmten Maße herabsetzen.

Deshalb hat die Art der Befestigung des Fadens, sowie auch die Zahl der Befestigungspunkte (z. B. in Glühlampen) eine große Bedeutung für die Lebensdauer der Kathode.

M. Sitnikoff.

W. S. Pforte. Ueber die Vergrößerung des Sättigungsstromes von Glühkathoden durch starke elektrische Felder. (ZS. f. Phys. B. **49**, S. 46—51, 1928.)

Bekanntlich hängt der Sättigungsstrom einer Glühkathode im Hochvakuum

$$i_s = A_o\, T^2\, e^{-B_o/T}$$

außer von der absoluten Temperatur der Kathode T und den Materialkonstanten A_0 (Universalkonstante: 60,2 Amp./cm² grad²) und B_0 (Loslösungsarbeit) von der Anodenspannung, also vom Betrag der Feldstärke an der Kathode ab (Schottky-Effekt). Durch Vergrößern der Anodenspannung wächst der Sättigungsstrom, eine Erscheinung, die Schottky auf eine Verkleinerung der Austrittsarbeit durch das äußere Feld zurückführt, das der Bildkraft der Elektronen entgegenwirkt. Nach der Schottkyschen Theorie läßt sich die Abhängigkeit des Anoden-

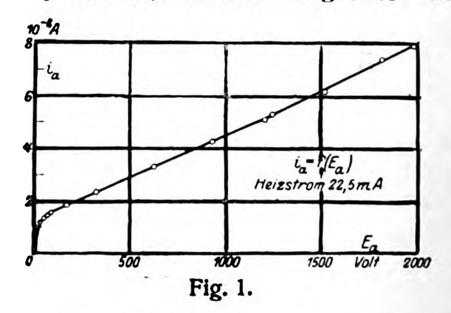


Fig. 1.

stromes im Sättigungsgebiet (i_s) von der Anodenspannung (e_a) in logarithmischer Darstellung ausdrücken durch die Formel:

$$ln\, i_s = ln\, i_{s_0} + \frac{K}{T}\sqrt{e_a},$$

wo i_{s_0} der auf die Anodenspannung 0 bezogene wahre Sättigungsstrom und k eine von der Meßanordnung abhängige Konstante bedeutet. Trägt man also bei konstanter Temperatur der Kathode $ln\, i_s$ als Funktion von $\sqrt{e_a}$ auf, so muß man, wenn Raumladungen keine Rolle mehr spielen, eine Gerade erhalten.

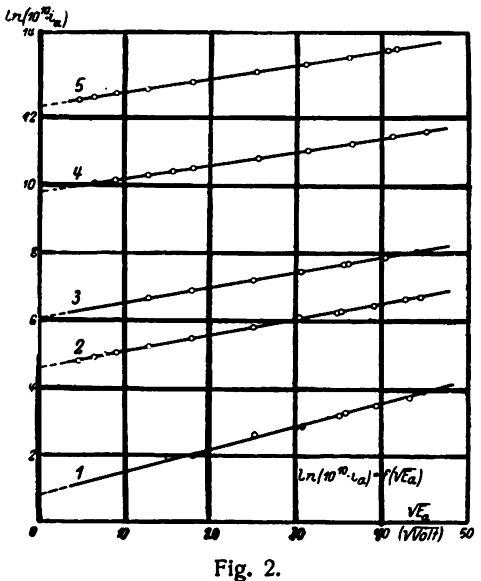


Fig. 2.

Der Verfasser hat zur Prüfung dieser Theorie eingehende Messungen an Wolframkathoden im Temperaturgebiet 1330—2050° K gemacht. Die auf die Kathode einwirkende Feldstärke betrug bis zu 7.10^5 V/cm. In Fig. 1 ist eine typische Charakteristik $i_a = f(e_a)$ aus den Meßergebnissen wiedergegeben, durch die die Abhängigkeit des „Sättigungsstroms" von der Anodenspannung durch Anwendung hoher Feldstärken demonstriert wird. Fig. 2 zeigt das $ln\, i_s = f(\sqrt{e_a})$-Diagramm mit der Extrapolation des Sättigungsstromes auf die Anodenspannung 0. Man sieht, daß

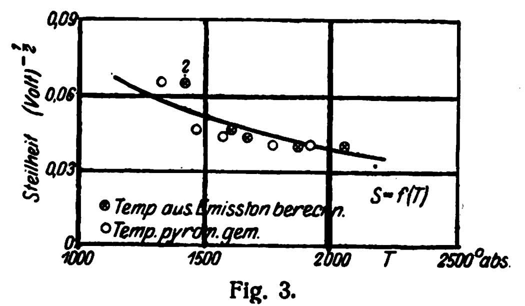


Fig. 3.

die erwartete Geradlinigkeit der Kurven vorhanden ist. Auch die Kurvensteilheit und ihr Gang mit der Temperatur stimmt befriedigend mit den nach der Theorie zu erwartenden Werten überein, wie aus Fig. 3 ersichtlich ist, in der neben der theoretischen Kurve der Steilheit die gemessenen Werte eingetragen sind. W. Espe.

N. Kato. Der Einfluß der Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen auf den Anodenstrom einer Elektronenröhre. (The effect of initial velocity of electrons upon the anode current of a vacuum tube.) Phys. Rev. **31**, S. 858—861, 1928.

Der Verfasser untersucht experimentell an Wolframglühkathoden mit konzentrischer Anode im Temperaturbereich 2250—3000° K den Einfluß der Anlaufgeschwindigkeit der emittierten Elektronen auf das im Raumladegebiet gültige $V^{3/2}$-Gesetz. Effekte, die ebenfalls Abweichungen vom genannten Gesetz hervorrufen können, werden weitgehend eliminiert, so z. B. die Abkühlwirkung der Fadenenden durch Schutzanoden, eventuelle Gasresteffekte durch Eintauchen des ganzen Rohres in flüssige Luft, während der Einfluß des Heizspannungsabfalls längs des Kathodendrahtes rechnerisch erfaßt und durch geeignete Größenwahl in Bezug auf die Anodenspannung vernachlässigbar klein gehalten werden kann.

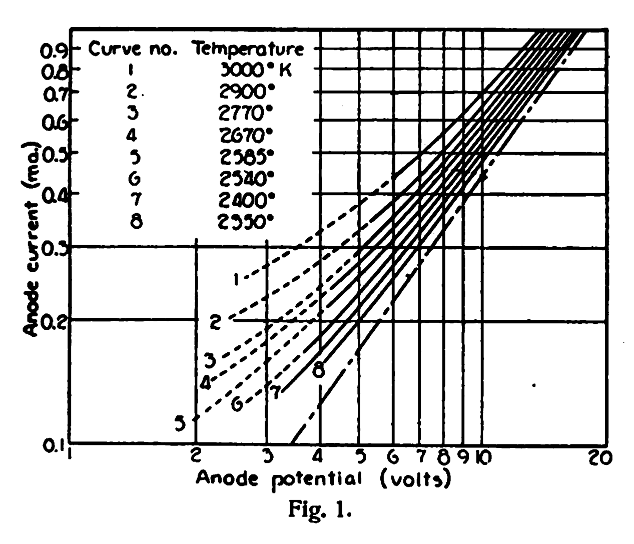


Fig. 1.

Ein Ergebnisbeispiel ist in Fig. 1 wiedergegeben, aus dem hervorgeht, daß der Einfluß der Anlaufgeschwindigkeit von der Anodenstromstärke unabhängig ist[1]) und durch ein

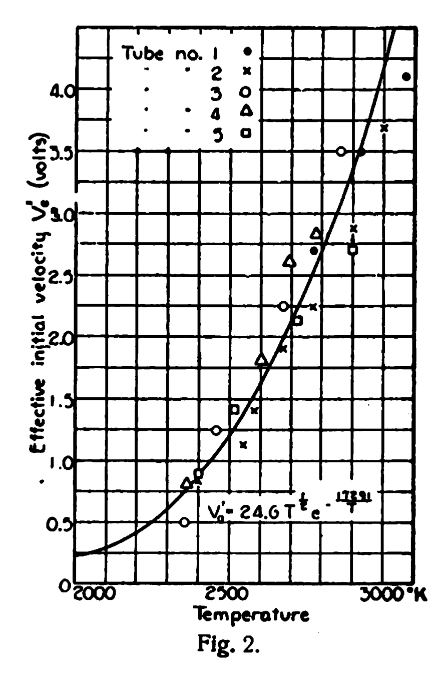


Fig. 2.

Korrektionsglied dargestellt werden kann, das sich zwischen 0,5 Volt (bei 2250° K) und 4 Volt (bei 3000° K) bewegt. Aus dem durch die Kurve Fig. 2 empirisch ermittelten Zusammenhang zwischen der Kathodentemperatur (in Grad

[1]) Für die gestrichelten Teile der Kurve ist die Bedingung des in Bezug auf die Anodenspannung vernachlässigbar kleinen Heizspannungsabfalls nicht mehr erfüllt.



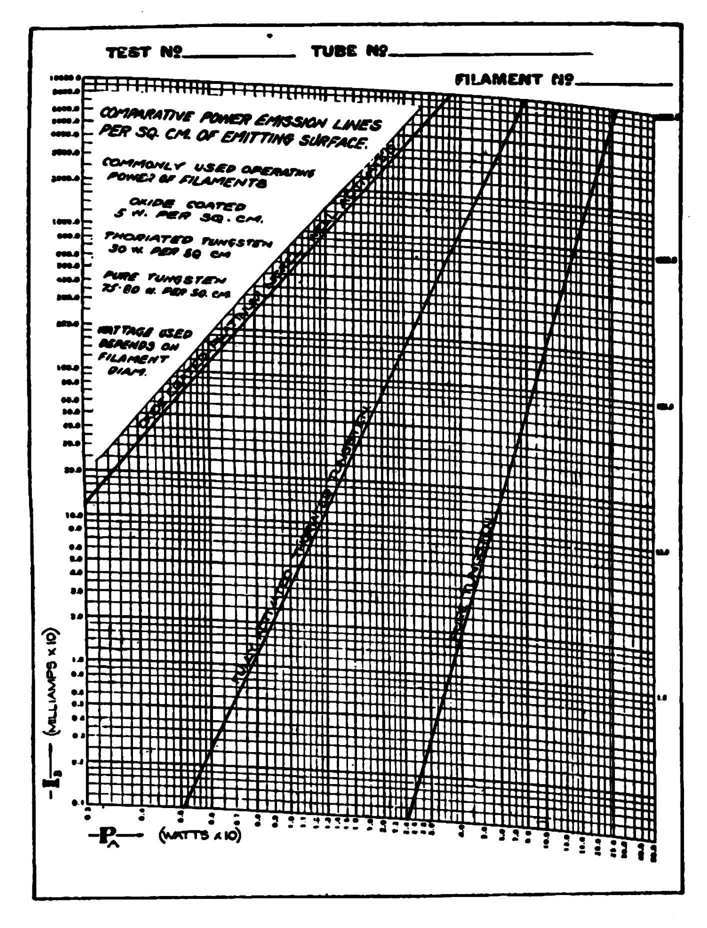
Kelvin) und dem genannten Korrektionsgliede (in Volt) („effective initial velocity") folgt für eine die jeweilige Temperatur der Kathode berücksichtigende erweiterte Raumladeformel (für zylindrische Anordnung) der Ausdruck:

$$i_a = 14{,}65 \cdot 10^{-6} \frac{l}{\beta^2 r} (V + 24{,}6\ T^{1/2} e^{-17291/T})^{3/2} \text{Amp.}$$

W. Espe.

L. H. Bedford und **W. T. Gibson.** Glühkathodenröhren. (Thermionic vacuum tubes.) Electrical Communication, Bd. **6**, S. 218—226, 1928.

Nach einer kurzen Einführung in die Theorie der Glühkathodenröhren machen die Verfasser Angaben über die Fabrikation der von der Western Electric Co. neuerdings herausgebrachten Röhren mit Oxydkathode.



Das wesentlich Neue des Herstellungsverfahrens ist die Verwendung einer Pt—Ni-Legierung als Kerndraht für die im Pasteverfahren aufgebrachte Oxydschicht, die mit dem Nickel des Kerndrahtes beim Auftragsprozeß eine chemische Verbindung eingeht. Hierdurch wird eine innige Verteilung und große Haltbarkeit der aktiven Teilchen erzielt, so daß nach Angabe der Verfasser bei einer Heizzahl von 200 mA/Watt eine Lebensdauer von 25 000—50 000 Brennstunden erzielt wird.

Die Werte der spez. Emission (mA/cm²) in Abhängigkeit von der spez. Belastung (Watt/cm²) sind in Fig. 1 in einem Diagramm mit Davissonschen Entzerrungskoordinaten wiedergegeben[1]), in dem sich auch zum Vergleich die entsprechenden Kurven für thoriertes und reines Wolfram finden.

[1]) Anm. d. Ref.: Die mitgeteilten Werte decken sich im wesentlichen mit den Werten, die man an nach dem Philipsschen Akzidverfahren hergestellten Kathoden erhält.

Im weiteren Verlauf der Arbeit werden an Hand zahlreicher Photographien die einzelnen, von der Western El. Co. erzeugten Röhrentypen durchgesprochen. Die Betriebsdaten sämtlicher Röhren sind in einer Tabelle zusammengefaßt, die nachfolgend wiedergegeben ist.

Tabelle.

Röhrengruppen	Typenbezeichnung	Heizsp. (V)	Heizstrom (A)	Anodensp. (V)	Verstärkerfaktor	Innerer Widerstand Ω	Sendeenergie (Watt)
Verstärkerröhren	4101-D	4,4	0,97	130	5,9	6000	—
	4102-D	2,0	0,97	130	30	60000	—
	4104-D	4,4	0,97	130	2,4	2000	1,5
Empfängerröhren*)	G-125	1,0	0,25	45—60	6,0	25000	—
	H-125	1,0	0,25	45—90	11,4	45000	—
	G-225	2,0	0,25	120	8,5	17000	—
	P-425	4,0	0,25	130	6,6	6000	—
	P-612	6,0	0,12	130	6,0	6000	—
Senderöhren (strahlungsgekühlt)	4205-D	4,4	1,6	250—350	7,0	3500	5
	ES 755—1	8,0	1,6	500—750	8,5	3200	20
	4211-D	10,0	3,0	750—1000	12,0	3000	50
	4212-D	14,0	6,0	1500	16,0	2000	250
Röhren mit Wasserkühlung	4228-A	22	41	4000	16	—	4000
	4220-B	22	41	10000	40	—	10000
	SS1916—1	22	41	17000	40	—	20000
	4222-A	22	41	—	40	—	20000

*) G = Universalröhre (general purposes)
H = Hochfrequenzverstärkerröhre (high frequency amplifier)
P = Leistungsverstärker (pover amplifier).

W. Espe.

S. Dushman und **J. W. Ewald.** Die Elektronenemission von thoriertem Wolfram. (Electron emission from thoriated tungsten.) Phys. Rev. **29**, 857 bis 870, 1927.

Der Strom, den man von der Oberfläche eines erhitzten Metallfadens bekommt, hängt nach neueren Untersuchungen im allgemeinen mit der absoluten Temperatur T des Fadens nach einer Beziehung der Form

$$J = A T^2 e^{-b_0/T}$$

zusammen. Bei Drähten von Wolfram, Tantal und Molybdän haben die bisherigen Messungen für die Konstante A dieselbe Größe, nämlich 60,2 Amp. cm^{-2} Grad^{-2} ergeben.

Die Verfasser haben nun Versuche mit Wolframdrähten von ca. 0,01 cm Durchmesser gemacht, die einen Thorüberzug von einer einatomigen Schicht von Thorium erhalten hatten. Das Ausgangsmaterial war in üblicher Weise Wolfram mit Thorium-Oxyd. Es wurde in Drahtform erhitzt, so daß ein Teil des Thorium-Oxyds reduziert wurde und als metallisches Thorium an die Oberfläche des Drahtes diffundierte.

Sie fanden als Ergebnis sorgfältiger Versuche, bei denen auch der schwierigen Frage der Temperaturbestimmung von glühenden Drähten besondere Aufmerksamkeit geschenkt wurde, daß für thoriertes Wolfram in die Formel oben $A = 3{,}0$ und $b_0 = 30\,500$ zu setzen ist, so daß sie also

$$J = 3{,}0 \cdot T^2 e^{-30500/T}\ \text{Amp/cm}^2$$

lautet. Wie weit die nach dieser Formel berechneten Werte mit den Messungen übereinstimmen, zeigt die folgende Tabelle, die sich auf eine bestimmte Röhre bezieht.

T absol.	J beob.	J ber.
1030	$3{,}3\cdot10^{-7}$	$4{,}5\cdot10^{-7}$
1100	$2{,}6\cdot10^{-6}$	$3{,}3\cdot10^{-6}$
1190	$2{,}7\cdot10^{-5}$	$3{,}0\cdot10^{-5}$
1290	$2{,}3\cdot10^{-4}$	$2{,}6\cdot10^{-4}$
1403	$1{,}9\cdot10^{-3}$	$2{,}0\cdot10^{-3}$
1528	$1{,}9\cdot10^{-2}$	$1{,}6\cdot10^{-2}$

Die Abweichungen liegen nach Angabe der Verfasser innerhalb der Grenze der Beobachtungsgenauigkeit.

J. Zenneck.

Georg Günther Reißaus. Mitteilung zum Kristalldetektorproblem. Phys. Z. **29**, S. 223—225, 1928.

Die Untersuchungen sollen hauptsächlich die Frage nach der Stromrichtung bei Kristalldetektoren beantworten. Bisher war bekannt, daß zahlreiche Detektorkombinationen in anscheinend unkontrollierbarer Weise abwechselnd in beiden Richtungen Gleichrichtereffekt zeigten. Es wird in

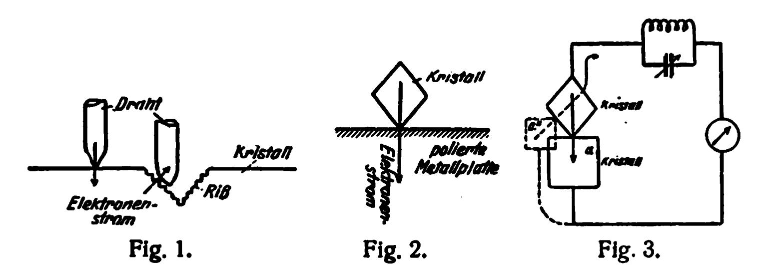


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

der Arbeit gezeigt, daß die Beziehung gilt: der Elektronenstrom fließt stets von der „Spitze" zur „Fläche" eines Detektorsystems. Man muß jedoch in jedem Fall sorgfältig feststellen, welcher Teil der Kombination die wirkliche „Spitze" ist. Fig. 1 zeigt schematisch, wie bei derselben Detektorkombination beide Stromrichtungen eintreten können. Versuche mit einem spitz abgeschnittenen Kupferdraht und einem Bleiglanzkristall mit spiegelnder fehlerfreier Bruchfläche bestätigen diese Anschauung: solange der Draht auf einer intakten glatten Fläche des Kristalls aufstand, bildete er die „Spitze" und der Elektronenstrom floß aus ihm heraus. So oft jedoch Stromumkehr festgestellt werden konnte, stand der Draht auf einem Riß. Die Kristallecken des Risses wirkten jetzt als „Spitzen" gegenüber dem Draht. Die gleiche Stromrichtung wie im Riß (Kristall/Metall) wird auch erhalten, wenn man, wie Fig. 2 zeigt, die Ecke eines Bleiglanzwürfels auf eine Hochglanz polierte Metallplatte (z. B. aus Silber) setzte. Bei einer Kombination von zwei Bleiglanzkristallen aus dem gleichen Stück ließ sich ebenfalls Gleichrichterwirkung nach beiden Richtungen erzielen, je nachdem (Fig. 3) der eine oder der andere Kristall die „Spitze" bildete. Wenn somit die Richtung des Gleichrichteffektes lediglich durch die Oberflächenunsymmetrie bestimmt ist, so sind für die Güte der Gleichrichtung noch weitere Faktoren, vor allem die Materialien der Elektroden und der Stoff der dielektrischen Zwischenschicht, von Einfluß.

G. G. Reißaus.

W. E. Benham. Eine Untersuchung über die Gleichrichtwirkung von Elektronenröhren bei mäßig hohen Frequenzen. (A study of the rectification efficiency of thermionic valves at moderately high frequencies.) Phil. Mag. (7) **5**, 323—334, 1928.

Beim Röhrenvoltmeter, gleichgültig ob mit 2 oder 3 Elektroden, wird im allgemeinen angenommen, daß die Angabe unabhängig von der Frequenz und daß $\Delta J/J = c V^2$ ist, wenn V die Amplitude der angelegten Wechselspannung, ΔJ die dadurch hervorgerufene Aenderung des Anodengleichstroms J und c eine Konstante bedeutet. Um zu prüfen, wie weit diese Konstante c tatsächlich von der Frequenz unabhängig ist, verfährt der Verfasser folgender-

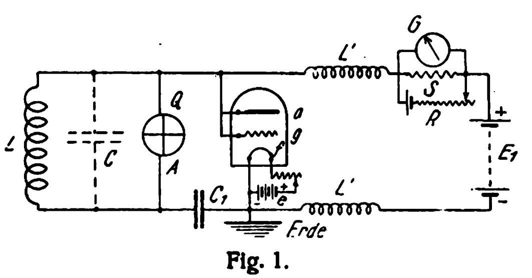


Fig. 1.

maßen (vgl. Fig. 1). Er stellt durch einen Röhrengenerator ungedämpfte Schwingungen zwischen den Frequenzen 4,1 und $16{,}8\cdot10^6$/sec (λ zwischen 73 und 17,8 m) her und läßt sie in loser Kopplung auf die Spule L und damit auf die Röhre induzieren, bei der zur Verwendung als einfacher Gleichrichter Gitter g und Anode a miteinander verbunden sind. Gemessen wird die Spannungsamplitude am Gitter mit einem Dolezalekschen Quadrant-Elektrometer

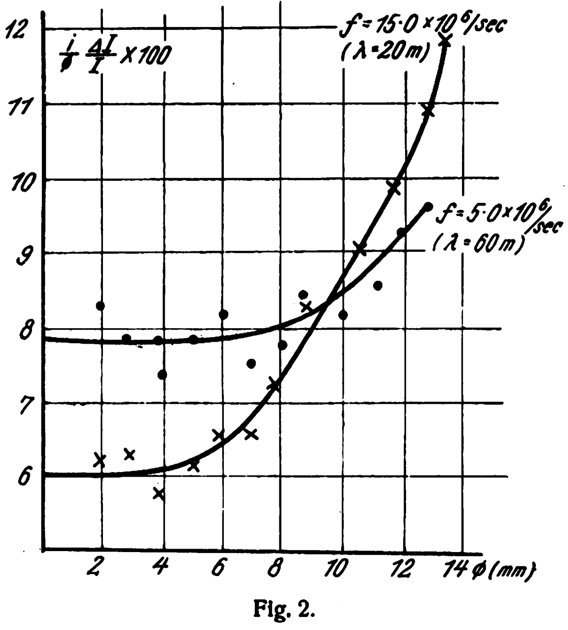


Fig. 2.

QA, bei dem durch Gleichspannungseichung festgestellt wurde, daß sein Ausschlag φ proportional dem Quadrat der angelegten Gleichspannung, d. h. $\varphi = \frac{V^2}{K}$ ist. Bei Wechselspannung ist dann der Ausschlag proportional V^2_{eff} und daraus wird vom Verfasser die Amplitude V der an das Gitter angelegten Spannung durch Multiplikation mit $\sqrt{2}$ abgeleitet. ΔJ wird gemessen mit einem Galvanometer G, das durch die Drosselspulen L' L' gegen die Schwingungen und durch die Kompensationsleitung R gegen den Anodenruhestrom geschützt ist.

Bei dieser Anordnung sollte also $\varphi \sim \frac{\Delta J}{J}$ und der Proportionalitätsfaktor von der Frequenz unabhängig sein oder es sollte, wenn man $\frac{\Delta J}{J}\cdot\frac{1}{\varphi}$ in Abhängigkeit von φ in einer Kurve aufträgt, diese Kurve eine Gerade parallel zur φ-Achse, und zwar dieselbe Gerade bei jeder beliebigen Frequenz sein.

Die Messungen, und zwar an Marconi-Röhren lieferten Kurven, wie sie in Fig. 2 wiedergegeben sind. Nach diesen Kurven ist also innerhalb des untersuchten Frequenzgebietes die Aenderung ΔJ des Anodenstroms, die einem bestimmten Effektivwert der angelegten Wechselspannung entspricht, bei den verschiedenen Frequenzen verschieden. Innerhalb des Gebiets, innerhalb dessen $\Delta J/J \sim$ mit V^2 ist, hängt der Proportionalitätsfaktor von der Frequenz ab und außerdem ist das Gebiet, innerhalb dessen diese Proportionalität gilt, um so kleiner, je höher die Frequenz ist.

J. Zenneck.

E. Peterson und **H. P. Evans.** Verzerrungen in Röhren-Verstärkern. (Modulation in vacuum tubes used as amplifiers.) The Bell Syst. Techn. Journ. **6**, 442—460, 1927.

1. Theorie.

In der üblichen Darstellung der Eigenschaften von Verstärkerröhren wird angenommen, daß eine Gitterspannung e_g im Anodenkreis eine EMK μe_g zur Folge hat, wobei der Verstärkungsfaktor μ eine Konstante der Röhre sein soll. Die Verfasser zeigen zuerst, daß aus Messungen des Anodenstroms in Abhängigkeit von der Gitter- und Anodenspannung — und zwar in der Nähe des unteren gekrümmten Teils der Charakteristik — sich μ im allgemeinen nicht als konstant ergibt, sondern von der Gitter- und Anodenspannung abhängt.

Sie stellen deshalb den Anodenstrom nicht in der üblichen Form $I_a + i_a = f[E_a + e_a + \mu(E_g + e_g)]$ dar, sondern in der allgemeineren Form

$$\begin{aligned} I_a + i_a &= f[E_a + e_a, E_g + e_g] \\ &= f(E_a, E_g) + b_1 e_g + b_2 e_a \\ &\quad + b_{20} e_g^2 + b_{11} e_g e_a + b_{02} e_a^2 \\ &\quad + b_{30} e_g^3 + b_{21} e_g^2 e_a + b_{12} e_g e_a^2 \\ &\quad + b_{03} e_a^3 + \ldots \end{aligned}$$

Darin bedeutet E_g bzw. E_a den konstanten, e_g, e_a den veränderlichen Anteil der betreffenden Größen. Der veränderliche Teil i_a des Anodenstroms ist dann

$$\begin{aligned} i_a &= b_1 e_g + b_2 e_a \\ &\quad + b_{20} e_g^2 + b_{11} e_g e_a + b_{02} e_a^2 + \ldots \end{aligned} \quad (1)$$

Nun ist e_a abhängig von e_g. Man kann also auch schreiben

$$i_a = \sum_{k=1}^{k=\infty} C_k \cdot e_g^k. \quad (2)$$

Daraus folgt dann, wenn der Anodenkreis aus einem induktionsfreien Widerstand R besteht

$$e_a = -R\, i_a = -R \sum_{k=1}^{k=\infty} C_k \cdot e_g^k. \quad (3)$$

Die Beziehung der Koeffizienten von Gl. (2) zu denjenigen von Gl. (1) ergibt sich einfach durch Einsetzen von (2) und (3) in Gl. (1). Die Koeffizienten C haben unmittelbare praktische Bedeutung, wenn e_g eine sinusförmige Wechselspannung ist. Es hängt die Aenderung der Gleichstromkomponenten des Anodenstroms von C_2, die Grundschwingung von C_1 und C_3 ab; die zweite Harmonische ist bestimmt durch C_2 und die dritte durch C_3 usw.

Aus Gl. (1) läßt sich ferner ableiten

$$\mu = \frac{\partial I_a / \partial E_g}{\partial I_a / \partial E_a} = \frac{b_{01}}{b_{10}}$$

und für den inneren Widerstand R_o der Röhre

$$1/R_o = \frac{\partial I_a}{\partial E_a} = b_{10}.$$

Die übrigen Koeffizienten der Reihe Gl. (1) folgen ebenfalls aus R_o und μ, z. B.

$$b_{20} = \frac{1}{2 R_o^2} \cdot \frac{\partial R_o}{\partial e_a},$$

$$b_{11} = \frac{1}{R_o} \frac{\partial \mu}{\partial e_a} - \frac{\mu}{R_o^2} \frac{\partial R_o}{\partial e_a} = -\frac{1}{R_o} \cdot \frac{\partial R_o}{\partial e_g},$$

wobei alle Differential-Quotienten für den Ruhepunkt $e_g = e_a = o$ zu nehmen sind.

Kennt man also die Abhängigkeit der Größen μ und R_o von e_a und e_g, so lassen sich daraus alle Koeffizienten der Reihe (1) und damit der Reihen (2) und (3) entwickeln.

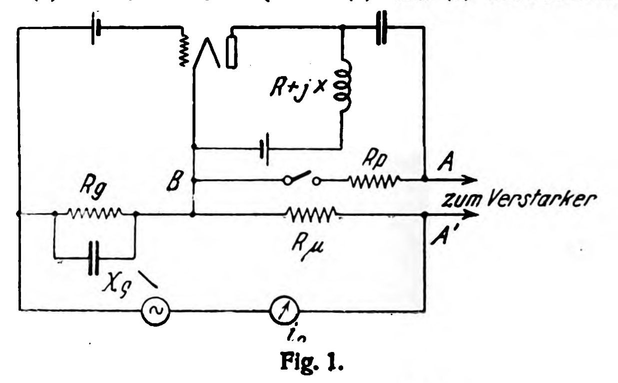


Fig. 1.

Experimentelles.

Zur Messung von μ und R_o dient die Anordnung der obenstehenden Figur. Im Anodenkreis ist die Gleichstromkomponente (Leitung $R + jX$) abgetrennt von der Wechselstromkomponente (da X eine Drosselspule hoher Induktanz ist), während der Kondensator oben rechts eine zu vernachlässigende Reaktanz besitzt.

Bei der Messung wird zuerst der Schalter neben R_p offen gelassen. Die Größen R_g, X_g und R_μ werden so eingestellt, daß der Spannungsabfall im Anodenkreis nach Amplitude und Phase gleich der Spannung an dem Widerstand R_μ d. h. zwischen A' und B ist. Es bestehen dann die Beziehungen

$$\mu = \frac{R_\mu}{R_g}\left(1 + \frac{R_o R + R_o^2}{X^2 + R_o R + R^2}\right)$$

oder

$$\mu \approx \frac{R_\mu}{R_g}\left(1 + \frac{2 R^2}{X^2}\right),$$

da im praktischen Gebrauch $R^2 \ll x^2$ ist und man R ungefähr $= R_o$ wählt.

Wenn diese Messung gemacht ist, wird R_p verdoppelt und der Schalter neben R_p geschlossen. R_p wird dann so lange variiert, bis die Spannung $AB =$ der Spannung $A'B$ wird, d. h. daß die Spannung zwischen A und A' wieder verschwindet. Dann ist

$$R_o = R_p\left[1 + \frac{3}{2}\left(\frac{R_p}{X}\right)^2\right].$$

J. Zenneck.

A. Hund. Ein Tonfrequenzgenerator einstellbarer Frequenz mit piezo-elektrischer Frequenzstabilisierung. (Generator for audio currents of adjustable frequency with piezo-electric stabilization); Scient pap. Bur. of Stand. No. 569, **22**, S. 631—636, 1928.

Der Verfasser beschreibt einen Tonfrequenzgenerator, dessen Wechselströme praktisch sinusförmig sind. Die Frequenz ist an einer Kondensatorskale C_2, einstellbar und entsteht als Differenzfrequenz zweier hochfrequenter Schwingungen. Dementsprechend besteht die Apparatur im wesentlichen aus zwei Hochfrequenzgeneratoren und einem Koppelkreis L_5—C_3—L_3, wie die Fig. 1 erkennen läßt. Der eine Generator liefert eine konstante Frequenz f_2, die Schwingungen werden durch den im Gitterkreis liegenden Quarzresonator Q konstant gehalten, der mit der Elektronenröhre in Selbsterregung geschaltet ist. Die Frequenz f_2 dieses Quarzgenerators ist durch die Dicke der Quarzplatte bestimmt und beträgt 64 000 Hertz; um geringe Frequenzänderungen dieses Quarzoszillators hervorbringen zu können, ist die obere Elektrode des Quarzresonators Q in ihrem Abstand von der Quarzoberfläche verschiebbar

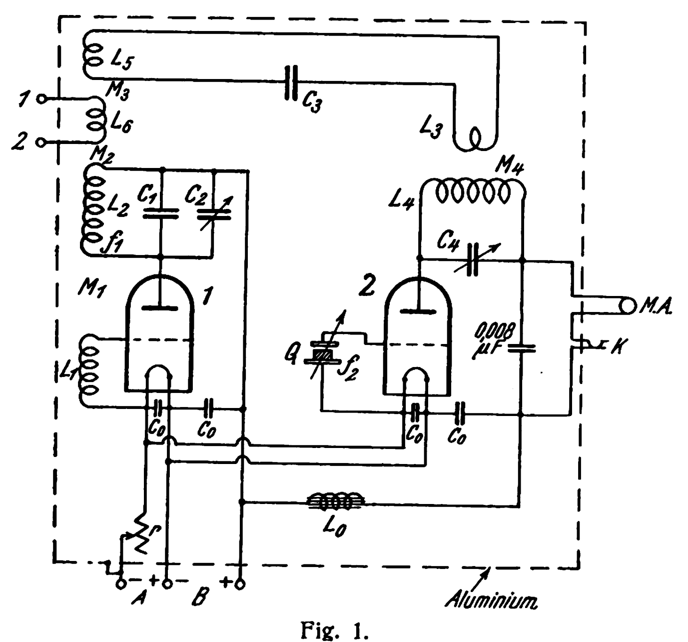


Fig. 1.

angebracht. Der zweite Generator ist ein gewöhnlicher induktiv rückgekoppelter Generator, dessen Frequenz f_1 mittels des Kondensators C_2 so variabel einstellbar ist, daß bei Ueberlagerung die größte Schwingungsdifferenz f_1—f_2 4000 Hertz beträgt. Die Skala von C_2 ist direkt in diesen Differenzen von 0 bis 4000 Hertz geeicht. Die Kapazität von C_1 beträgt 0,0007 μF. Beide Generatoren induzieren über M_2 bzw. über M_4 und M_3 auf die Spule L_6, die mit irgendeinem Gleichrichter und Verstärker zur Erzeugung des Wechselstromes mit der Frequenz f_1—f_2 verbunden werden kann. Der Kreis L_5—C_3—L_3 ist zur besseren Uebertragung auf die Frequenz f_2 des Quarzoszillators abgestimmt. Die Spulen L_3 und L_4, L_1 und L_2 sind so angeordnet, daß sie sich gegenseitig bei geöffnetem Kreis L_5—C_3—L_3 nicht beeinflussen können. Die Kopplung zwischen L_3 und L_4 ist so lose gewählt, daß die von f_2 in L_5 induzierte Spannung kleiner als die von f_1 induzierte ist. Die gesamte Apparatur ist in einem abgeschützten Kasten untergebracht.

Die Eichung der Tonfrequenz bzw. des Gesamttonfrequenzgenerators, bestimmt durch die Einstellung des Kondensators C_2, erfolgte bei einer bestimmten, bekannten Spannung der Heiz- und der Anodenbatterie. Eine Aenderung der Heizspannung ändert die Tonfrequenz; andererseits kann dieser Einfluß der Heizspannung zur Nachregulierung der Tonfrequenz auf die einmal geeichte Einstellung des Kondensators C_2 bei Gebrauch des Generators ausgenützt werden. Man braucht zwecks Nachjustierung nur den Kondensator C_2 auf den Teilstrich seiner Skala einzustellen, der z. B. die Frequenz einer vorhandenen Stimmgabel bezeichnet, und dann mittels des Widerstandes r die Frequenz f_1 so zu ändern, daß zwischen der Tongeneratorfrequenz und der Frequenz der angeschlagenen Stimmgabel kein Unterschied mehr besteht. Man kann auch so verfahren, daß man zur Nacheichung das im Anodenkreis des Quarzgenerators liegende Milliamperemeter benutzt, indem man den Kondensator C_1 auf den der Frequenz 1 Hertz zukommenden Teilstrich einstellt und den Widerstand r variiert, bis der Zeiger des Amperemeters etwa 1 Ausschlag pro sec macht.

Man wird den Generator im allgemeinen mit Verstärkeranordnungen, die an L_6 angeschlossen werden, benutzen.

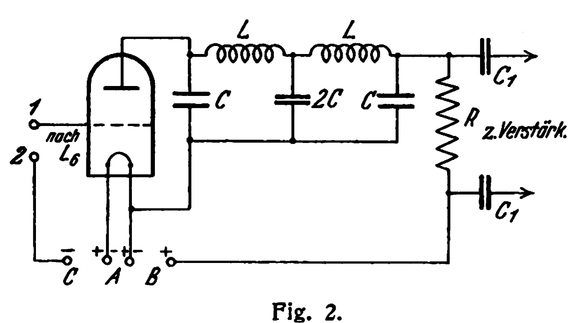


Fig. 2.

Die Entnahme der Energie aus dem Anodenkreis des Quarzoszillators (Klemme K), ist möglich, hat aber den Nachteil der Erzeugung von Stromverzerrungen. Um reine sinusförmige Wechselströme zu erhalten, ist Gleichrichtung durch einen Kristalldetektor hinter L_6 zu empfehlen. Noch besser ist die Einschaltung von Filtern hinter L_6 zur Unterdrückung der höheren Harmonischen von f_1 und f_2. Ein Röhrenfilter ist in Fig. 2 gezeichnet, das die Frequenzen höher als 75 000 Hertz abschneidet. Es ist $L = 0{,}05\ H$; $C = 0{,}00025\ \mu F$; $C_1 = 4\ \mu F$; $R = 10\,000\ \Omega$. Die Gittervorspannung ist so zu wählen, daß der Gitterstrom Null beträgt. Die Röhre benutzt dieselben Baterien wie der Generator. Der Verfasser gibt ferner eine geeignete Verstärkeranordnung an und zeigt an einem Diagramm die gute Sinusform eines Stromes von 70 Hertz. A. Scheibe.

L. Hartshorn. Die Eigenschaften von Normalen der Gegeninduktion bei Tonfrequenzen. (The properties of mutual inductance standards at telephonic frequencies.) Proc. Zhys. Soc. London **38,** S. 302 bis 320, 1926, Nr. 4.

In einer idealen Gegeninduktion sind bekanntlich Primärstrom und Sekundärspannung um 90° in der Phase verschoben. In praxi tritt infolge der Kapazitäten in bzw. zwischen den Spulen sowie der Spulenwiderstände eine Abweichung von der Theorie insofern ein, als die Phasenverschiebung um einen in der Regel kleinen Winkel δ (Phasenfehler) geändert erscheint. Der Quotient aus Sekundärspannung und Primärstrom ist daher definiert durch den Widerstandsoperator $\sigma \pm j\omega M$ der Gegeninduktion M, wobei ω die Kreisfrequenz und σ ein einem Wirkwiderstand entsprechendes Glied, die „Unreinheit" (impurity) bezeichnet. Es besteht nach obigem die Beziehung $\operatorname{tg} \delta = \sigma / \omega M$. Sowohl M wie σ sind infolge der oben genannten Ursachen frequenzabhängig; σ ist bei niedrigen Frequenzen merklich gleich Null.

Je nachdem bei Reihenschaltung der Spulen die Felder gleich oder entgegengesetzt gerichtet sind, hat man negative und positive Gegeninduktionen zu unterscheiden. Es wird gezeigt, daß Frequenzabhängigkeit und Phasenfehler bei positiven Gegeninduktionen cet. par. kleiner sind als bei

negativen. Sind die Spulen nicht aus Litze gewickelt, so liefert die Widerstandserhöhung durch Wirbelströme einen zusätzlichen Beitrag zu der Unreinheit σ.

Die Untersuchung einiger Induktometer geschah durch Vergleichung mit einem festen Normal der Gegeninduktion, welches aus drei auf den gleichen Zylindermantel gewickelten Spulen bestand. Die erste und letzte Spule sind in Reihe geschaltet und bilden die Primärwicklung, während die Mittelspule die sekundäre Wicklung darstellt. Die Eigenkapazitäten der Spulen sowie die zwischen ihnen liegende Kapazität werden mit Hilfe eines Resonanzverfahrens bei Hochfrequenz ermittelt. Aus den erhaltenen Werten lassen sich die Frequenzabhängigkeit $\Delta M/M_0$ sowie die Unreinheit σ des Normals berechnen. Die Ergebnisse dieser Berechnung werden durch Differenzmessungen experimentell verifiziert.

Ferner wird der Wirkwiderstand der einzelnen sowie der in Reihe geschalteten Spulen bei Hochfrequenz gemessen und hieraus σ ermittelt. Die Extrapolation auf niedrige Frequenzen ergibt Werte für σ, die sich mit den aus den Kapazitätsmessungen berechneten praktisch decken.

Wie diesbezügliche Messungen zeigten, wächst die Unreinheit in Wirklichkeit schneller als mit dem Quadrat der Frequenz, wie es die Theorie verlangt. Die Ursache dieser Erscheinung ist in dielektrischen Verlusten bzw. Ableitungen der Spulenkapazitäten zu suchen, wie durch theoretische Ueberlegungen wahrscheinlich gemacht wird. Auf den Frequenzfaktor $\Delta M/M_0$ der Gegeninduktion haben die Verluste praktisch keinen Einfluß.

Endlich werden zwei gebräuchliche Konstruktionen variabler Normalgegeninduktionen, und zwar die von Campbell und die von Butterworth-Tinsley angegebenen, durch Vergleichung mit dem oben beschriebenen, hierfür als fehlerfrei angesehenen Standard untersucht. Es ergibt sich für ersteres Instrument u. a., daß ΔM dem Quadrat der Frequenz proportional ist: daß $\Delta M/M_0$ und $\operatorname{tg} \delta$ bei positiver Schaltung im Meßbereich des Instrumentes für eine gegebene Frequenz nahezu konstant sind; daß die genannten Korrektionen am Skalenanfang bei positiver und negativer Schaltung gleich, am Skalenende dagegen verschieden sind, und zwar bei negativer Schaltung durchweg größere Werte haben. Einen Anhalt über die Größe der Korrektionen bei einer Frequenz von 1000 Hertz für 3 Campbellsche Instrumente von verschiedenen Gegeninduktionswerten (Maximaleinstellung bei positiver Schaltung) gibt die folgende Tabelle:

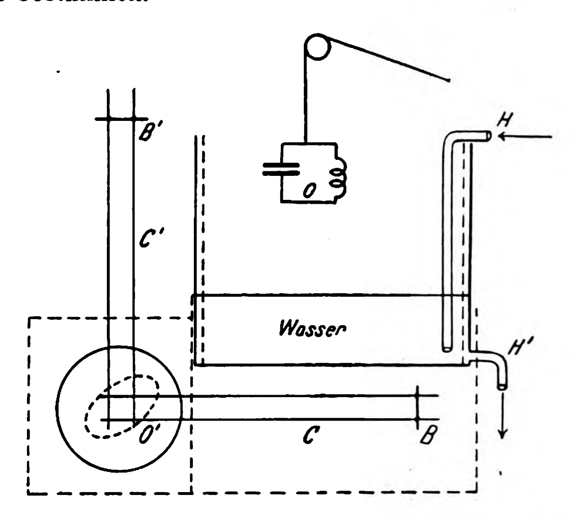
Gegeninduktion M_0	Relative Zunahme $\Delta M/M_0$	Verlustfaktor $\operatorname{tg} \delta$
1 mH	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$
10 „	8 „	2 „
100 „	103 „	10 „

Das Butterworth-Tinsley-Induktometer verhält sich, da die Kapazitätseffekte kleiner als beim Campbellschen sind, bei hohen Frequenzen günstiger als das letztere. Die Korrektionen betragen etwa den 3. bis 7. Teil der oben genannten.

G. Zickner.

L. E. Mc Carty und **L. T. Jones.** Der Berechnungsexponent von Wasser für kurze, ungedämpfte Wellen. (The index of refraction of water for short vontinuous waves.) Phys. Rev. **29**, 880—886, 1927.

Die Meßanordnung ist folgende (vgl. Fig.). Der Oszillator O sendet Wellen aus, die einerseits durch Luft sich zu dem Resonanzsystem C', andererseits durch Luft und eine Wasserschicht hindurch zu dem Resonanzsystem C fortpflanzen. Die Dicke der Wasserschicht, die sich in einem Glastrog von $1{,}0 \times 0{,}5 \times 0{,}5$ m befindet, kann durch den Wasserzufluß bzw. -abfluß H bzw. H' variiert werden. Dadurch wird dann auch die Phasenverschiebung zwischen den Wellen, die in C' und denjenigen, die in C eintreffen, geändert. Wird diese Phasenverschiebung gemessen, so läßt sich daraus und aus der bekannten Schichtdicke des Wassers das Verhältnis der Fortpflanzungsgeschwindigkeit in Wasser zu derjenigen in Luft, d. h. also der Brechungsexponent des Wassers bestimmen.



Wenn die beiden Resonanzkreise C und C' genau gleich abgestimmt sind, so ist die Phasenverschiebung zwischen den beiden auf sie auftreffenden Wellen gleich der Phasenverschiebung zwischen den Schwingungen in den beiden Systemen. Um diese zu messen, werden die Schwingungen in den Resonanzkreisen C und C' den beiden, zueinander senkrechten Plattenpaaren einer Braunschen Röhre zugeführt. Die Ellipse, die im allgemeinen Fall auf dem Schirm der Braunschen Röhre entsteht, gestattet in bekannter Weise neben dem Verhältnis der Amplituden der beiden Schwingungen deren Phasenverschiebung zu bestimmen.

Das Ergebnis der Messungen, die natürlich verhältnismäßig wenig genau sind[1]), ist in folgender Tabelle zusammengestellt:

$\lambda = 702$ cm	$n = 9{,}0$ bzw. 8,9
$\lambda = 670$ „	$n = 8{,}4$
$\lambda = 500$ „	$n = 8{,}9$
$\lambda = 496$ „	$n = 9{,}3$
$\lambda = 425$ „	$n = 8{,}8$
$\lambda = 384$ „	$n = 9{,}4$
$\lambda = 332$ „	$n = 9{,}3$

Man wird danach sagen müssen, daß in dem untersuchten Gebiet von $\lambda = 300 - 700$ m der Brechungsexponent des Wassers nicht merklich von demjenigen Wert abweicht, den die Theorie für eine Dielektrizitätskonstante von 81 fordert.

J. Zenneck.

S. L. Brown, C. F. Wiebusch und **M. Y. Colby.** Der Hochfrequenzwiderstand eines variabeln Luftkondensators (Modell des Bureau of standards). (The high frequency resistance of a Bureau of Standards type variable air condenser.) Phys. Rev. **29**, 887—891, 1927.

[1]) Die Dimensionen des Wassertrogs sind nicht groß gegen die Wellenlänge!!

Es ist eine ziemlich allgemein verbreitete Annahme, daß der Wirkwiderstand von sorgfältig gebauten Luftdrehkondensatoren gegenüber dem Widerstand der Kreise, in denen man diese Kondensatoren gewöhnlich benützt, zu vernachlässigen ist. Der Zweck der Untersuchung ist, nachzuweisen, daß diese Annahme nicht zutreffend ist bei verhältnismäßig kleinem Widerstand des Kreises, daß vielmehr in diesem Fall die Aenderung des Kondensatorwiderstandes mit der Frequenz und der Kondensatoreinstellung berücksichtigt werden muß.

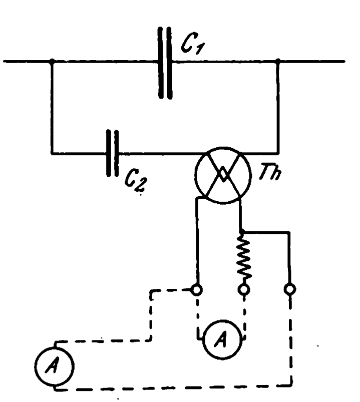
Die Methode ist im wesentlichen folgende. Der zu untersuchende Kondensator wird in einen Kreis eingeschaltet, der aus einem einzigen Drahtkreis von dickem Kupferdraht besteht. An einer Stelle ist dieser Kreis unterbrochen. Er kann durch einen Kurzschlußbügel oder einen von der Frequenz praktisch unabhängigen Widerstand (R_s) aus dünnem Manganindraht überbrückt werden. Auf den Kreis induziert in extrem loser Kopplung ein Röhrengenerator. Abgelesen, und zwar mit Hilfe eines Röhrenvoltmeters, wird die Spannung E am Kondensator, wenn der Kurzschlußbügel in den Kreis eingeschaltet ist, und die Spannung E_s wenn an seiner Stelle der Manganinwiderstand R_s sich befindet, beide Male bei Resonanz zwischen dem Generator und dem Kondensatorkreis. Es folgt dann der Gesamtwiderstand R des Kreises mit dem Kondensator aus der Beziehung $R = \frac{R_s}{E/E_s - 1}$. Um den Gesamtwiderstand R in seine zwei Teile, Widerstand des Kondensators (R_c) und Widerstand der Strombahn, zu trennen, verwenden die Verfasser drei Drahtkreise von derselben Induktivität, aber verschiedenem Drahtdurchmesser. Trägt man die gemessenen Werte von R in Abhängigkeit von $\frac{l}{D}$ (l = Länge des Drahtkreises, D = Drahtdurchmesser) auf, so erhält man, wie zu erwarten, eine Gerade. Der Gesamtwiderstand ist also von der Form $R = R_c + kl/D$. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinatenachse ($l/D = 0$) liefert den Wert von R_s. Zur Kontrolle berechnen die Verfasser auch noch den Widerstand ihrer Drahtkreise unter der Annahme, daß der Hochfrequenzwiderstand derselben nicht merklich von demjenigen für gerade Drähte desselben Materials und desselben Durchmessers abweicht, ziehen diesen Wert von dem gemessenen Gesamtwiderstand R ab und rechnen daraus R_c. Die nach den beiden Methoden ermittelten Werte von R_c sind in guter Uebereinstimmung. Einige sind in der folgenden Tabelle für einen Drehkondensator mit 180gradiger Teilung zusammengestellt.

λ	Einstellung des Kondensators	C	R_c
43,4 m	20°	483 $\mu\mu$F	0,113 Ohm
63,0 „	20°	483 „	0,150 „
83,0 „	80°	1797 „	0,0420 „
119 „	80°	1797 „	0,0492 „
119 „	174°	3840 „	0,0283 „
172 „	174°	3840 „	0,0305 „

J. Zenneck.

A. Nyman. Kondensator-Nebenschluß für die Messung von starken Hochfrequenzströmen. (Condenser shunt for measurement of high frequency currents of large magnitude.) (Aus der Dubilier Condenser Corporation, New York.) Proc. Inst. Radio Eng. **16,** 208—217, 1928.

Voraussetzung der Methode ist, daß ein Instrument, z. B. Thermoelement *Th* (siehe untenstehende Figur), zur Verfügung steht, das zur Messung schwacher Hochfrequenzströme geeignet ist. Um dieses Instrument auch für starke Hochfrequenzströme verwenden zu können, wird der starke Strom, der gemessen werden soll, verzweigt. Der eine Zweig enthält einen Kondensator C_1 großer Kapazität, der andere einen Kondensator C_2 kleiner Kapazität und das Meßinstrument *Th*[1]).



In der Arbeit sind ausgeführte Anordnungen dieser Art im einzelnen beschrieben und abgebildet. Es ist Wert darauf gelegt, den Ladestrom zu den einzelnen Teilen des großen Kondensators C_1 so zu führen, daß sich die magnetischen Felder derselben — ähnlich wie bei bifilarer Wicklung — möglichst aufheben, da erfahrungsgemäß solche magnetischen Hochfrequenzfelder sonst in den Isolationsmaterialien elektrische Felder und damit Energieverluste zur Folge haben. Ebenso sind Vorkehrungen getroffen, um zu verhindern, daß eine Resonanz des Kreises C_1 C_2 *Th* mit der betreffenden Frequenz die Messungen stört.

J. Zenneck.

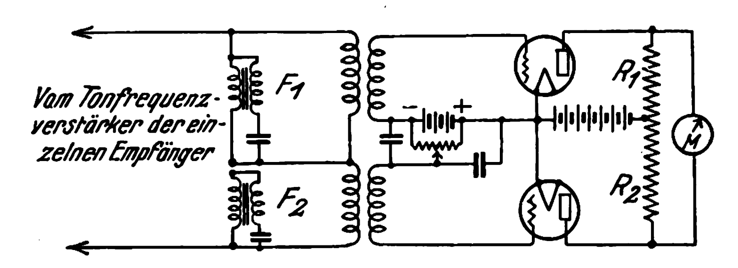
Ross Gunn. Drahtlose Telegraphie und Flugzeugnavigation. (Aircraft radio and navigation.) Journ. Franclin Institute, **205,** S. 849—863, 1928.

Die Schwierigkeiten beim F. T.-Empfang im Flugzeug liegen einmal in der hin- und herschwankenden Antenne und dann in den Störungen durch die Zündung. Letztere ist durch Abschirmung zu beseitigen. Allgemein ist dieses jedoch noch nicht durchgeführt. Der elektrische Störungspegel und der Motorenlärm verlangen z. Zt. noch etwa 1 Volt am Telephon, um die Aufnahme zu ermöglichen. Modulierte Hochfrequenz ist für Verringerung bei den Empfangsschwierigkeiten günstig. Zur Richtungsbestimmung eignen sich Drehrahmen oder Einrichtungen nach Bellini-Tosi für gewöhnliche Flugzeuge nicht. Man benutzt deshalb gerichtete Senderanordnungen. Und zwar ist in Amerika z. B. für die Flüge nach Hawaii das von Scheller und Kiebitz angegebene System der neutralen Linien benutzt, bei dem zwei gerichtete Sender z. B. die Buchstaben a und n angeben. Auf der Mittellinie erhält man dann einen Dauerstrich. Benutzt man als Sendeantenne zwei Schleifen unter 135° von 20×80 m² Fläche, $\lambda = 1000$ m, dann ist in einer Entfernung von 33 km der Dauerstrich 15 m, in 330 km etwa 5 km breit. Aber senkrecht zu der scharfen schmalen Zone mit dem Dauerstrich tritt noch eine breitere, unscharfe auf. Man erhält also insgesamt vier ausgezeichnete Richtungen. Eine nur einseitige Richtwirkung erzielt man durch Kombination der Schleifen mit einer Hochantenne. Die Schleifen sind dabei unter 90° gegeneinander geneigt. Durch Drehen der Schleifenanordnungen ergibt sich so ein drahtloses „Blinkfeuer".

[1]) Die beiden Stellungen des Gleichstrom-Instruments A sollen die Verwendung desselben mit und ohne Vorschaltwiderstand illustrieren.

Infolge der Störungen im Flugzeug besitzt der Hörempfang große Vorzüge.

Ein brauchbares objektives Gerät ist dadurch geschaffen, daß man die Hochfrequenz der Richtsender mit zwei voneinander verschiedenen Niederfrequenzen moduliert. Im Flugzeug wird die Hochfrequenz empfangen, gleichgerichtet und die Niederfrequenz über zwei in Serie geschaltete Niederfrequenzverstärker F_1 und F_2 (Fig. 1) geleitet. Im Ausgangskreis dieser Verstärker befindet sich eine Röhrenbrückenschaltung mit einem stabilen Mikroamperemeter. Bei abgeschalteter Antenne wird das Zeigerinstrument auf



Null eingestellt. Es bleibt nur auf 0 stehen, wenn die Niederfrequenz-Potentiale gleich sind. Dieses ist nur auf der neutralen Zone der Fall. Weicht das Flugzeug von ihr ab, dann zeigt das Instrument Richtung und annähernd auch Größe der Abweichung vom rechten Kurs. Die Apparatur ist leicht, übersichtlich, sehr empfindlich und kann auch in der Reichweite mit der Hörmethode konkurrieren. Hat man einen drehenden drahtlosen Strahl und kennt die Zeit, wann er durch eine bestimmte Richtung geht, dann kann sich das Flugzeug mit dem Zeigergerät bequem genau orientieren.

Ein zweites Gerät ist zum Ansteuern eines ungerichteten Senders entwickelt. Es besteht aus 2 unter 135° geneigten Peilrahmen, 2 Empfängern und einer ähnlichen Brückenanordnung, wie sie in Fig. 1 gezeigt ist.

Beide Geräte versprechen viel für ihre Anwendung. Sollten die Anforderungen an die Navigation mittels F. T. steigen, dann muß man eine Anzahl drahtloser Richtungsstrahler haben, deren Richtung man für die eigene Positionsbestimmung festlegt. Hier ist noch ein drittes System empfehlenswert. Es beruht auf dem Heterodyneprinzip und besagt, daß die Intensität einer aufgenommenen Schwebungsfrequenz von dem Produkt beider aufgeprägter Schwingungen abhängt. Nimmt man z. B. mit 2 Rahmen zwei Schwingungen mit 1000 Hertz Frequenzunterschied auf, dann erhält man eine räumliche Verteilung der Intensität, die aus zwei verschieden großen, senkrecht sich schneidenden Achsen besteht. Dieses System ist aber noch in keiner Weise erprobt. E. Lübcke.

P. Franck. Funkpeiler und Luftnavigation. (Le radiocompas et la navigation aérienne. L'onde électrique 7, S. 109—118, 1928, Heft 75.

Verfasser bespricht das sogenannte Zielfahren, das darin besteht, daß das Luftfahrzeug stets die Richtung des Senders abfliegt, die der Bordpeiler anzeigt. Hat der Bordpeiler keine Fehlweisung, so wird das Flugzeug im Großkreis auf die Funkbake zufliegen. Verfasser nimmt nun an, daß der Peiler 10°, 20°, 30° Fehlweisung hat. Welche Kurve legt das Flugzeug zurück? Durch Anwendung höherer Mathematik kommt der Verfasser schließlich zu einer brauchbaren Gleichung für die Kurve. Dann nimmt der Verfasser noch eine beständige Abtrift (richtiger Stromversetzung) an. Die Formeln werden nach ihm zu kompliziert, so daß er einfach die beiden Fehler (Fehlweisung und Strom) addiert. Dem Verfasser sind offenbar die einfachsten Aufgaben der Schiffahrt fremd. Betrachtet man nämlich die wahren Richtungen der Funkbake als ein Büschel von Großkreisen durch die Bake, so werden diese Großkreise unter dem beständigen Winkel der Fehlweisung geschnitten. Nuñez und Merkator wußten schon, daß diese gesuchten Kurven Loxodromen sind. Die ganze Untersuchung des Verfassers hätte sich daher in wenigen Zeilen exakt lösen lassen. Wichtig ist, daß das Flugzeug, falls es im Nebel die Funkbake nicht sehen kann, um die Bake herumfliegt. (Die Loxodrome windet sich in unendlichen Windungen um die Bake.) Der Verfasser macht noch darauf aufmerksam, daß das Flugzeug, falls die Funkbake die Welle nicht konstant hält, die Bake schwer erreichen kann, da sich die Fehlweisung mit der Wellenlänge ändert. Diese Gefahr ist jedoch nicht groß, da nach der Erfahrung der Reichsmarine sich die Fehlweisung bei 200 m Wellenänderung nur um 2° bis 3° ändert. Die Wellenschwankung des Senders wird aber kaum 20 m betragen.

A. Wedemeyer.

Patentschau.

Von Carl Lübben.

Automatische Regelung der Abstimmung.

D.R.P. 464 678, Klasse 21a[4], Gruppe 1 (Telefunken), Pat. vom 1. Mai 1919, ausgegeben am 24. August 1928.

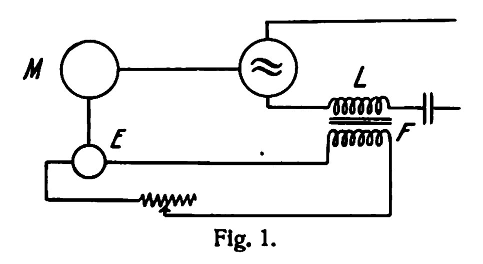


Fig. 1.

Durch verhältnismäßig kleine Tourenschwankungen wird die Güte der Abstimmung von Hochfrequenzanlagen wesentlich beeinträchtigt. Gemäß der Erfindung soll eine vollkommen gleichzeitige Anpassung der Abstimmung an die Tourenschwankungen dadurch erreicht werden, daß ein mit dem Antriebsmotor der Hochfrequenzmaschine gekuppelter kleiner Gleichstromdynamo die Hilfswicklung einer Abstimmdrossel speist, deren Hauptwicklung im Hochfrequenzkreise liegt. Eine derartige Anordnung zeigt Fig. 1. Der Antriebsmotor M ist mit dem Gleichstromerregerdynamo E gekoppelt, deren Strom die Erregerwicklung F einer Eisendrossel L in ihrem Sättigungszustand beeinflußt.

Piezoelektrische Wellenkontrolle.

Brit. Pat. 294 061 (Standard Teleph. Cables Ltd.).

Um die Spannungsbelastung des Piezokristalls herunterzusetzen, sollen erfindungsgemäß mehrere Piezokristalle P

in Serienschaltung im Gitterkreis angeordnet sein, wie dies die Fig. 2 zeigt. Um eine Beeinflussung durch Temperaturänderungen herunterzusetzen, können die Piezokristalle in verschiedener Art, z. B. parallel oder senkrecht, zur natür-

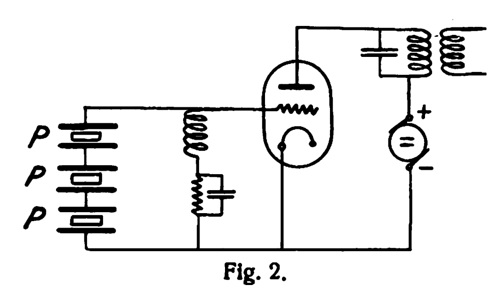


Fig. 2.

lichen Kristallfläche geschnitten sein. Die Piezokristalle können gleiche oder verschiedene Frequenzen besitzen.

Piezoelektrische Wellenkontrolle.

Brit. Pat. 293 446 (Marconi, 7. Juli 1927), veröffentlicht am 29. August 1928.

Bei Verwendung von Piezokristallen ist es häufig erwünscht, die Eigenkapazität des Piezokristalls zu neutralisieren. Dies soll dadurch geschehen, daß der Piezokristall *P*

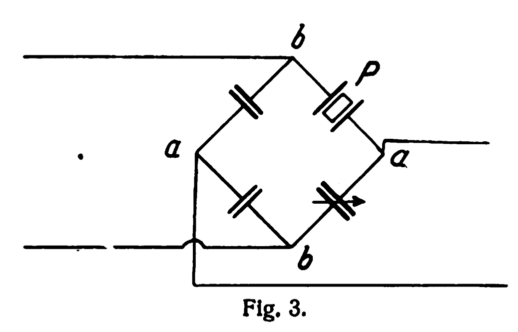


Fig. 3.

(Fig. 3) in einer Brücke angeordnet ist, die die Abstimm- und Neutralisationskondensatoren enthält. Mit je zwei gegenüberliegenden Punkten der Brücke *a*, *a* bzw. *b*, *b* ist der Ausgangs- bzw. Eingangskreis verbunden.

Herstellung von Piezokristallen.

Brit. Pat. 294 174 (Telefunken, 19. Juli 1927), veröffentlicht am 12. September 1928.

Erfindungsgemäß sollen die Piezokristalle in der Weise aus dem natürlichen Kristall geschnitten werden, daß die

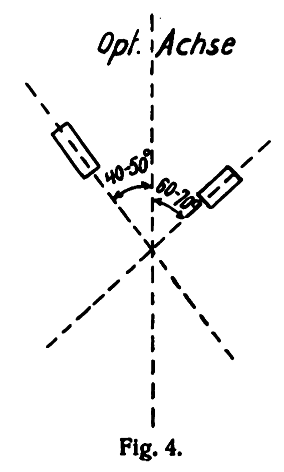


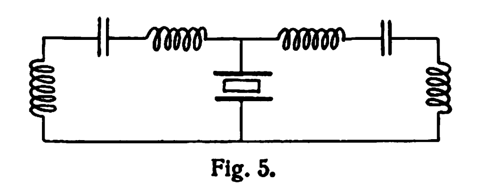
Fig. 4.

lange Achse des Piezokristalls entweder ca. 48° oder ca. 70° gegen die optische Achse des Kristalls geneigt ist, wie dies die Fig. 4 zeigt.

Wellenfilter mit Piezokristall.

Brit. Pat. 294 177 (Brit. Thoms. Houston Co., 19. Juli 1927), veröffentlicht am 12. September 1928.

Die Resonanzschärfe von Wellenfiltern soll erfindungsgemäß dadurch erheblich verbessert werden, daß im


Fig. 5.

Filterkreis ein Piezokristall *P* (Fig. 5) eingeschaltet ist, der auf die Frequenz abgestimmt ist, die durch den Filterkreis unterdrückt werden soll.

Modulation von piezogesteuerten Röhrensendern.

Brit. Pat. 292 469 (Westinghouse El. and Man. Co., 18. Juni 1927), veröffentlicht am 9. August 1928.

Bei piezogesteuerten Röhrensendern soll erfindungsgemäß eine Modulation dadurch erfolgen, daß die Eigenschwingung des Piezokristalls geändert wird, während die Amplitude konstant bleibt. Eine derartige Anregung zur

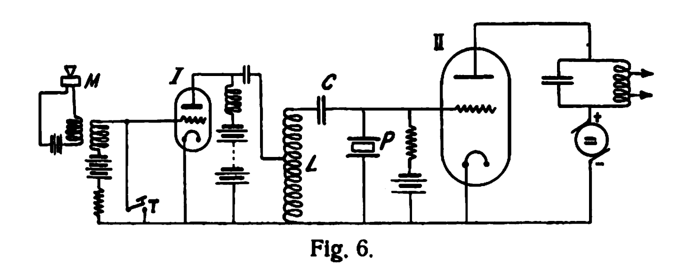


Fig. 6.

Frequenzmodulation zeigt Fig. 6. Die durch das Mikrophon *M* bzw. durch die Tastenanordnung *T* gesteuerte Modulationsröhre I ist parallel zu einer Selbstinduktion *L* geschaltet, die über einen Blockkondensator *C* mit dem Gitterkreis des piezogesteuerten Senders II verbunden ist.

Röhrenmodulations-Schaltung.

Brit. Pat. 292 626 (Siemens & Halske, 24. Juni 1927), veröffentlicht am 15. August 1928.

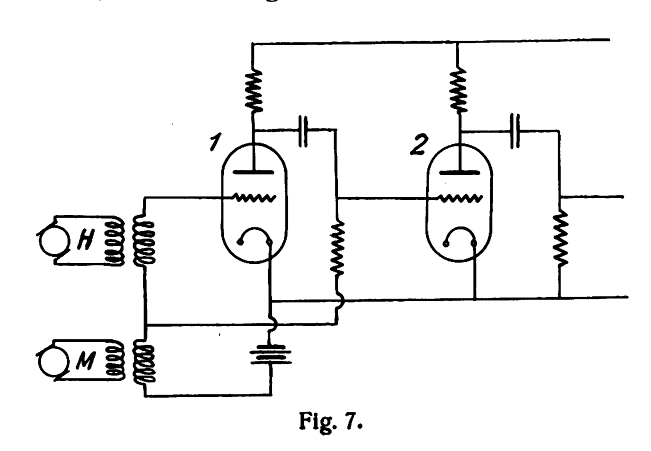


Fig. 7.

Wird dem Gitter einer Röhre eine Hochfrequenzspannung aufgedrückt und die Gitterspannung durch den Modulationsstrom beeinflußt, so sind die Aenderungen der Ausgangsamplitude nicht proportional mit den Aenderungen des Gitterpotentials. Erfindungsgemäß soll die Abhängigkeit des Verstärkerfaktors von der Gitterspannung dadurch

linear gemacht werden, daß die Modulationsschaltung aus zwei in Kaskade geschalteten Röhren besteht und die Modulationsfrequenz beiden Gitterkreisen, die Trägerfrequenz jedoch nur dem Gitterkreis der 1. Röhre aufgedrückt wird. Eine solche Anordnung zeigt Fig. 7. Die Röhren 1 und 2 sind in Widerstandskapazitäts-Schaltung verbunden. Die Anordnung ist so getroffen, daß die vom Sender *H* gelieferte Trägerfrequenz nur das Gitter der 1. Röhre beeinflußt, während die von dem Kreis *M* gelieferte Steuerspannung beide Gitter beeinflußt. Da die Schaltung nur zur Modulation dient, ist es zweckmäßig, die Röhren so zu bemessen, daß der Verstärkungsfaktor jeder Röhre gleich 1 ist. In diesem Falle werden die Oberwellen, insbesondere die 2. harmonische, unterdrückt.

Messung des Modulationsgrades.

D.R.P. 465 040, Klasse $21a^4$, Gruppe 15 (Walter Schäffer, Berlin), Pat. vom 9. März 1927, ausgegeben am 7. September 1928.

Koppelt man mit der Antenne auf beliebige Weise eine Glimmlampe, so läßt sich der Kopplungsgrad so bemessen, daß beim Telephoniemittelwert, d. h. wenn der Sender

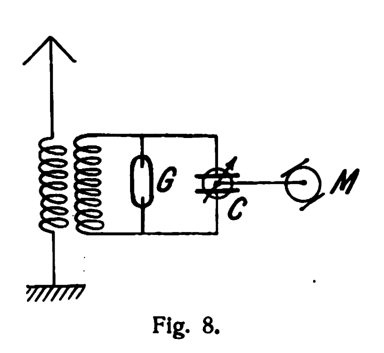


Fig. 8.

nicht besprochen wird, die Zündspannung nicht erreicht wird, die Glimmlampe also nicht angeht. Beim Besprechen des Senders wird bei einer bestimmten Amplitudensteigerung die Zündspannung der Glimmlampe gerade erreicht und die Glimmlampe deshalb aufleuchten. Infolge der Hysteresiserscheinung bei den Glimmlampen erfolgt das Verlöschen der Glimmlampen, wenn sie einmal angegangen sind, nicht mit genügender Genauigkeit. Gemäß der Erfindung wird nur das Angehen der Glimmlampe benutzt und nicht auch das Verlöschen. Es läßt sich dies dadurch erzielen, daß man die auf die Glimmlampe wirkende Spannung in einem Rhythmus ändert, der gering ist im Verhältnis zur tiefsten in Frage kommenden Tonfrequenz. Erreichen läßt sich das praktisch dadurch, daß etwa mit mechanischen Hilfsmitteln die Abstimmung des Kreises, an den die Glimmlampe angeschaltet ist, in einem bestimmten Rhythmus und in entsprechend hohem Maße verändert wird. So werden den von der Antenne herrührenden Spannungsänderungen an der Glimmlampe unabhängig von diesen weitere Spannungsänderungen in Abhängigkeit von der rhythmisch erfolgenden Verstimmung des Kreises überlagert. Diese letzten Spannungsänderungen können mit Sicherheit so hoch bemessen werden, daß die Glimmlampen unter allen Umständen beim Spannungsminimum verlöschen. In der Fig. 8 liegt die Glimmlampe *G* in einem abgestimmten Kreis, dessen Kondensator *C* mittels eines Motors *M* rhythmisch verändert wird.

Störbefreiung.

Brit. Pat. 292 524 (Telefunken, 20. Juni 1927), veröffentlicht am 15. August 1928.

Es treten häufig dadurch Störungen auf, daß Wellen, die um die Erde herumlaufen, ebenfalls den Empfänger treffen. Infolge der großen Strecke, die diese Wellen durchlaufen müssen, kommen diese Wellen am Empfangsort nicht gleichzeitig mit denjenigen Wellen an, die auf kürzestem Wege zum Empfänger gelangen. Um die dadurch entstehenden Interferenzstörungen zu beseitigen, soll am Sender und synchron am Empfänger eine periodische Aenderung der Frequenz vorgenommen werden. Bei diesem Verfahren ist der Empfänger jeweils bereits auf eine andere Welle abgestimmt, wenn die um die Erde laufenden Wellen den Empfänger erreichen.

Antennenanordnung zum drahtlosen Gegensprechen.

D.R.P. 464 724, Klasse $21a^4$, Gruppe 50 (C. Lorenz A.-G.), Pat. vom 14. Januar 1927, ausgegeben am 24. August 1928.

Um einen drahtlosen Gegensprechverkehr durchführen zu können, ist es bekanntlich erforderlich, die Sende- und Empfangsantenne zu entkoppeln, damit nicht eine Störung

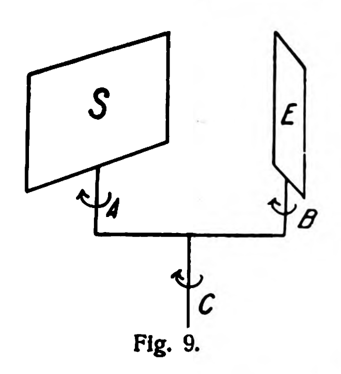


Fig. 9.

des Empfängers durch den Sender erfolgt. Wird der Gegensprechverkehr mit kurzen Wellen durchgeführt, so kommen als Antennen vorzugsweise gerichtete Antennen in Frage, also in erster Linie Rahmenantennen. Bei solchen gerichteten Antennen läßt sich eine Entkopplung der Sende- und Empfangsantenne herbeiführen, selbst wenn beide Antennen sich nur in geringer Entfernung voneinander befinden. Es kann dies durch geeignete räumliche Anordnung der Sende- und Empfangsantennen geschehen. Beispielsweise läßt sich durch Verdrehen der Rahmen gegeneinander eine Stellung finden, in der der Senderrahmen nicht auf den Empfangsrahmen einwirkt. Unter Umständen ist es nun wünschenswert, die Richtung, in der das Gegensprechen ausgeführt wird, zu verändern. Beispielsweise tritt diese Notwendigkeit auf, wenn die Gegenstation tragbar oder fahrbar angeordnet ist. Erfindungsgemäß wird dies dadurch erreicht, daß sowohl der Senderahmen *S* als auch der Empfangsrahmen *E* jeder für sich unabhängig voneinander drehbar oder schwenkbar (um die Punkte *A* bzw. *B*) auf einer Tragvorrichtung angeordnet sind, diese Tragvorrichtungen aber gemeinsam auf einer Tragvorrichtung sitzen, die ihrerseits ebenfalls drehbar oder schwenkbar (um den Punkt *C*) angeordnet ist.

Bildtelegraphie.

D.R.P. 464 490, Klasse $21a^1$, Gruppe 32 (Dr. H. Hausmann), Pat. vom 17. November 1926, ausgegeben am 21. August 1928.

Für Bildübertragung soll erfindungsgemäß für jede Bildzeile eine besondere Frequenz verwandt werden. Die verschiedenen Frequenzen sollen durch eine rotierende Sirenenscheibe erzeugt werden. Auf der Empfangsseite soll entsprechend ein Resonatorenpaket verwendet werden, das aus einer Anzahl Piezokristallen besteht.

Bildtelegraphie.

D.R.P. 464 568, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Siemens u. Halske), Pat. vom 16. März 1927, ausgegeben am 21. August 1928.

Zur bildtelegraphischen Uebertragung von Schriftstücken, Telegrammen usw. soll die Uebertragungszeit dadurch erheblich heruntergesetzt werden, daß die weißen Flächen

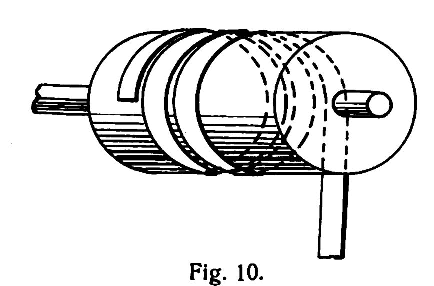


Fig. 10.

möglichst verringert werden. Zu diesem Zwecke werden die Schriftzeichen bzw. Telegramme auf einer oder mehrere Streifen von der Breite einer Schriftzeile aufgebracht und um die Bildtrommel gelegt, wie dies die Fig. 10 zeigt.

Schreibvorrichtung für Bildtelegraphie.

D.R.P. 464 954, Klasse 21a[1], Gruppe 5 (Radio Corporation of America in New York, V. St. A.), Pat. vom 16. Dezember 1925, Amerik. Prior. vom 19. August 1925, ausgegeben am 4. September 1928.

Bei den bisher bekannten Vorrichtungen ist der Schreibstift nicht dauernd in Berührung mit dem Papier. Es entsteht dadurch die Gefahr, daß die Tinte an der Spitze des Stiftes trocknet und das Nachfließen weiterer Tinte verhindert wird. Gemäß der Erfindung wird dieser Nachteil dadurch beseitigt, daß die Tinte dem Stift in konstanter Menge unter veränderlichem Druck zugeführt wird.

Steuerung einer Kerrzelle.

D.R.P. 464 626, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Telefunkengesellschaft), Pat. vom 30. Januar 1926, ausgegeben am 23. August 1928.

Als Kopplungsglied zwischen dem Endverstärkerrohr und der Kerrzelle benutzt man einen Transformator, um

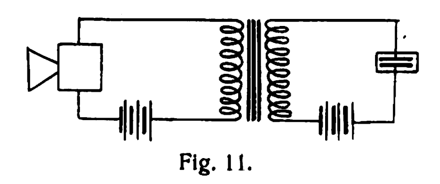


Fig. 11.

gleichzeitig die Spannung hinaufzutransformieren. Dieser Transformator muß, um möglichst wirksam zu sein, primärseitig an das Verstärkerrohr angepaßt sein. Sekundär könnte die Impedanz praktisch beliebig hoch sein, da die Kerrzelle einen äußerst hohen Widerstand darstellt. Eine Vermehrung der Sekundärwindungen des Transformators bedeutet aber keinen Vorteil mehr, sobald die Eigenkapazität des Transformators anfängt, einen merklichen Nebenschluß für die erzeugte Spannung zu bilden. Günstiger werden die Verhältnisse in dieser Beziehung, wenn es angängig ist, die Primärwindungszahl des Transformators bedeutend herabzusetzen. Erfindungsgemäß ist dies möglich, wenn man direkt von einem Mikrophon über einen Transformator auf die Kerrzelle arbeitet, wie dies die Fig. 11 zeigt.

Synchronisierungseinrichtung für Bildtelegraphie.

D.R.P. 464 491, Klasse 21a[1], Gruppe 32 (Karolus), Pat. vom 15. Dezember 1926, ausgegeben am 21. August 1928.

Zur Synchronisierung bewegter Antriebe für Bildübertragung hat man schwingende Stimmgabeln benutzt, die in Verbindung mit Verstärkern die Wechselströme liefern, die zum Antrieb der bewegten Uebertragungsvorrichtungen mit Hilfe von Synchronmotoren dienen. Ein Nachteil war die erforderliche große Verstärkung. Erfindungsgemäß wird

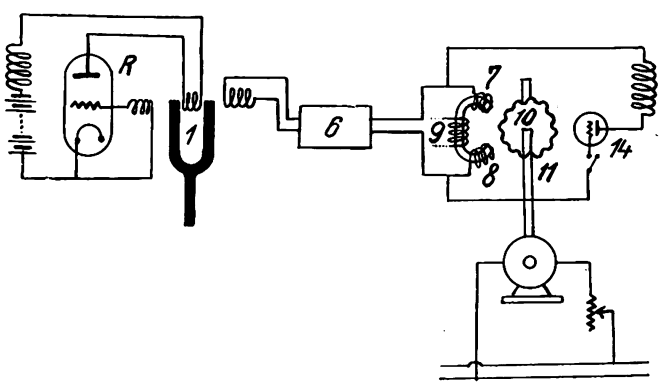


Fig. 12.

dieser Nachteil dadurch beseitigt, daß die Hauptantriebsleistung durch annähernd auf die richtige Drehzahl geregelte Asynchronmotoren geliefert wird, und daß auf der Achse desselben Motors zusätzsiche Synchronmotoren vorgesehen sind, welche die von den schwingenden Stimmgabeln erzeugte Wechselstromleistung als korrigierende Teilleistung zugeführt wird. In der Fig. 12 wird durch den Röhrensender *R* die Stimmgabel 1 erregt. Die dadurch erzeugten Schwingungen werden nach Verstärkung im Verstärker 6 dem elektrischen Magnetsystem 7, 8, 9 zugeführt. Die Wicklung 9 wird mit Gleichstrom gespeist. Auf der Achse 11 sitzt nun ein aus Blechpaketen gebildetes Zahnrad 10, dessen Zähne sich dicht an den Magnetspulen des Elektromagnetsystems 7, 8 und 9 vorbeibewegen. Der synchrone Lauf der Achse 11 mit Bezug auf die Frequenz von 1 kann durch die Glimmlampe 14 geprüft werden, welcher die gleiche Frequenz wie 7 und 8 zugeführt wird.

Beseitigen der mechanischen Schwingungen von Heizfäden.

Brit. Pat. 293 323 (AEG, 2. Juli 1927), veröffentlicht am 29. August 1928.

Zur Dämpfung der mechanischen Schwingungen der Heizfäden in Glühkathodenröhren sollen erfindungsgemäß

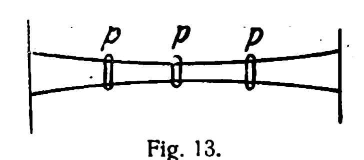


Fig. 13.

Isolierkörper *d* (Fig. 13) vorgesehen sein, die mit den Heizfäden in Verbindung stehen bzw. die Heizfäden berühren.

Glühkathode.

D.R.P. 465 276, Klasse 21g, Gruppe 13 (Philip's Gloeilampenfabrieken), Pat. vom 9. Mai 1924, Holl. Prior. vom 18. Mai 1923, ausgegeben am 15. September 1928.

Gemäß der Erfindung soll eine Glühkathode verwendet werden, die an der Oberfläche Titannitrid, Zirkonnitrid oder Hafniumnitrid oder ein Gemenge von zwei oder mehreren dieser Verbindungen enthält. Als Kern werden zweckmäßig Metall oder Legierungen verwendet, die eine der der aufgebrachten Verbindung entsprechende Ausdehnungszahl haben, z. B. Platinrhodium im Falle des Zirkonnitrides.

Verfahren zur Herstellung von Oxydkathoden.

D.R.P. 465 278, Klasse 21g, Gruppe 13 (Philip's Gloeilampenfabrieken), Pat. vom 12. Oktober 1926, Holl. Prior. vom 6. April 1926, ausgegeben am 14. September 1928.

Zur Herstellung von Oxydkathoden soll erfindungsgemäß in der Weise verfahren werden, daß ein Kern aus schwer schmelzbarem Metall nacheinander mit einer dünnen Schicht aus Metall mit hohem Schmelzpunkt, das mit einem der Erdalkalimetalle legierbar ist und dessen Oxyd eine geringe Dampfspannung hat, und mit einer dünnen Schicht aus gut oxydierbarem Metall überzogen wird, das zweckmäßig mit einem der Erdalkalimetalle legierbar ist und das bei verhältnismäßig niedriger Temperatur verdampft. Darauf soll die erhaltene Metalloberfläche ganz oder teilweise oxydiert werden und auf der Oxydschicht eines oder mehrere der Erdalkalimetalle aufgebraucht und erhitzt werden, bis das Erdalkalimetall wenigstens teilweise in das Oxyd übergeführt worden ist.

Die neuesten deutschen Hochfrequenz-Patente.

Nr.	Klasse und Gruppe	Ausgabetag	Inhalt
464 309	21a^{2}/13	16. 8. 28	Herstellung von Lautsprechermembranen aus Leichtmetall
464 357	21a^{4}/68	18. 8. 28	Spule
464 423	21a^{4}/29	17. 8. 28	Glimmröhrenindikator
464 424	21a^{4}/29	21. 8. 28	Empfangsschaltung
464 425	21a^{4}/68	23. 8. 28	Spule
*464 490	21a^{1}/32	21. 8. 28	Bildtelegraphie
*464 491	21a^{1}/32	21. 8. 28	Bildtelegraphie
464 567	21a^{1}/32	28. 8. 28	Bildtelegraphie
*464 568	21a^{1}/32	21. 8. 28	Bildtelegraphie
464 569	21a^{1}/32	29. 8. 28	Bildtelegraphie
464 570	21a^{1}/32	22. 8. 28	Bildtelegraphie
464 609	21a^{2}/11	22. 8. 28	Lautsprechermembran
464 610	21a^{2}/11	22. 8. 28	Lautsprechermembran
464 611	21a^{2}/38	31. 8. 28	Mikrophoneinrichtung
*464 626	21a^{1}/32	23. 8. 28	Steuerung einer Kerrzelle
*464 678	21a^{4}/1	24. 8. 28	Autom. Abstimmungsregelung
464 679	21a^{4}/8	23. 8. 28	Schwingungserzeugung mit Gasentladungsröhren
464 680	21a^{4}/15	24. 8. 28	Modulation von Röhrensendern
464 684	21c/22	23. 8. 28	Steckkontaktbuchse
464 687	21e/22	24. 8. 28	Herstellung von Bananensteckern
*464 724	21a^{4}/50	24. 8. 28	Gegensprechen
464 725	21a^{4}/58	25. 8. 28	Hochfrequenzübertragung längs Leitungen
464 726	21a^{4}/76	7. 9. 28	Störbeseitigung
464 738	21g/10	25. 8. 28	Kondensatorgestell
464 739	21g/10	25. 8. 28	Blockkondensator
464 740	21g/10	25. 8. 28	Drehkondensator
464 741	21g/10	25. 8. 28	Herstellung von Blockkondensatoren
464 766	21a^{2}/1	28. 8. 28	Lautsprecher
464 768	21g/31	8. 9. 28	Wellenbandfilter
464 777	21g/10	27. 8. 28	Drehkondensator
464 879	21g/10	1. 9. 28	Drehkondensator
*464 954	21a^{1}/5	4. 9. 28	Bildtelegraphie
*465 040	21a^{4}/15	7. 9. 28	Messung des Modulationsgrades
465 117	21g/1	12. 9. 28	Spulen-Wickelmaschine
465 217	21a^{2}/25	3. 9. 28	Schalltrichter
465 219	21g/13	11. 9. 28	Herstellung von Röhrenelektroden
465 220	21g/33	11. 9. 28	Gasentladungsröhre
465 275	21g/13	12. 9. 28	Evakuierung von Röhren
*465 276	21g/13	15. 9. 28	Glühkathode
465 277	21g/13	12. 9. 28	Entladungsröhre
*465 278	21g/13	14. 9. 28	Herstellung von Oxydkathoden
465 353	21g/31	15. 9. 28	Magnetkern

Die mit * bezeichneten Patente sind in diesem Heft ausführlicher referiert.

Für die Schriftleitung verantwortlich: Privatdozent Dr. E. Mauz, Frankfurt a. M. für den Anzeigenteil verantwortlich: Richard Heß, Berlin-Wilmersdorf
Verlag: M. Krayn, Technischer Verlag G. m. b. H. Berlin W 10. — Druck von Paul Dünnhaupt, Köthen/Anh.

